Ю. В. ПОЛЕЖАЕВ
Ф. Б. ЮРЕВИЧ

ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА

Под редакцией
А. В. ЛЫКОВА

«ЭНЕРГИЯ»
МОСКВА
1976

6П2.2
П 49
УДК 621.1.016+536.2

Полежаев Ю. В. и Юревич Ф. Б.

П 49 Тепловая защита. Под ред. А. В. Лыкова. М., «Энергия», 1976.

392 с. с ил.

В книге обобщены достижения отечественной и зарубежной науки в области аэродинамики, тепло- и массообмена и термодинамики применительно к конструированию и расчету тепловой защиты; приведены сведения по рецептурам и механизму разрушения основных классов теплозащитных покрытий; описаны методы экспериментальных исследований эффективности тепловой защиты в высокотемпературных газовых потоках.

Книга предназначена для научных сотрудников и инженерно-технических работников, занятых в области теплообмена, теплофизики и теплоэнергетики, а также студентов и аспирантов высших учебных заведений соответствующих специальностей.

П $\frac{30302\text{-}049}{051(01)\text{-}76}$ 17-75

6П2.2

© Издательство «Энергия», 1976

Современное развитие энергетики, повышени режимных параметров теплоэнергетических проце сов требует разработки новых конструкционных ма териалов, обладающих необходимыми теплозащит ными свойствами.

Большой опыт в создании стойких теплоза щитных материалов накоплен в ракетно-космиче ской технике. За короткий срок была создана и усо вершенствована технология изготовления тугоплав ких металлов и их соединений, керамики и серш разрушающихся теплозащитных материалов ка композиционных, так и армированных.

Учитывая, что в последнее время наблюдаетс сближение требований к тепловой защите в энерге тических установках и аппаратах космической тех ники, представляет интерес ознакомить инженеров теплотехников и конструкторов станционной и про мышленной энергетики с новейшими способам тепловой защиты, с основными закономерностям тепло- и массопереноса в материалах тепловой за щиты, а также с методами исследования теплоза щитных свойств материалов.

Использование этих методов в энергетике позво лит определить основные направления в разработк новых теплозащитных материалов и наметить пут повышения режимных параметров теплоэнергетиче ских процессов.

В предлагаемой читателю монографии дано си стематическое изложение теории тепловой защит и теплоизоляции. Основное внимание уделяется ме тодам и материалам, температурный диапазон при

менимости которых превышает 1000 К. Технология получения и нанесения покрытий освещается только с точки зрения работоспособности защитного материала. Большое внимание в книге уделяется нахождению оптимального режима тепловой защиты, анализу тепловых, массообменных и химических процессов в теплозащитных покрытиях. Такое изложение теории и методов расчета высокотемпературной тепловой защиты дается впервые. Книга является первой отечественной монографией по тепловой защите, обобщает достижения отечественной и зарубежной науки в этой области техники за последние 10—15 лет.

Книга намечает пути практической реализации накопленных наукой данных по теплообмену в высокотемпературных диссоциированных и ионизированных газовых потоках, а также по теплопереносу внутри разлагающихся твердых материалов и в известном плане может служить справочным пособием. В книге содержатся опубликованные сведения по рецептурам теплозащитных покрытий и принципам их оптимизации.

Книга представляет интерес не только для энергетиков, но и для инженеров металлургической теплотехники, авиационной техники, для конструкторов химического машиностроения и ряда других отраслей техники, где применяется тепловая защита.

Методическое построение книги, доступность изложения сложных вопросов, большая эрудиция авторов в разных областях научных знаний позволяет рекомендовать книгу в качестве учебного пособия для аспирантов и студентов старших курсов вузов энергетических и авиационных специальностей.

А. В. ЛЫКОВ

«В книге не одно прошедшее: она составляет документ, по которому мы вводимся во владение настоящим, во владение всей суммой истин и усилий, найденных страданиями, облитых иногда кровавым потом, она — программа будущего».

А. И. ГЕРЦЕН

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость в использовании специальной тепловой защиты возникает в тех случаях, когда незащищенная конструкция под действием тепловых потоков неминуемо должна разрушиться. Верхним пределом применимости самых жаропрочных металлов без тепловой защиты можно, по-видимому, считать тепловые потоки порядка $2{,}5 \cdot 10^5$ Вт/м^2, которые приводят к равновесным температурам поверхности, превышающим 1500 К. Названные величины могут рассматриваться лишь как условная граница, поскольку в большинстве случаев тепловое воздействие может усугубляться механическими и окислительными воздействиями, что приводит к разрушению конструкции при существенно меньших температурах.

В настоящее время возникает необходимость на основе накопленного опыта выработать строгие критерии отбора, позволяющие заменить эмпирический подход целенаправленным поиском систем, оптимальным образом отвечающих заданным условиям. Это требование особенно важно для разрушающихся теплозащитных материалов, количество которых резко растет в связи с прогрессом в области органической химии и материаловедения. При этом возникла потребность в разработке теории (механизма) процессов разрушения и прогрева теплозащитных материалов, в теоретическом исследовании влияния состава различных классов покрытий на параметры разрушения, в обобщении результатов стендовых исследований и создании новых методик эксперимента.

Этим объясняется важность классификации многочисленных рецептур теплозащитных материалов, детального исследования различных аспектов взаимодействия материала с высокотемпературным газовым потоком.

Впервые проблема тепловой защиты была сформулирована и получила интенсивное развитие в авиационно-космической технике в связи с решением задач гиперзвукового полета в атмосфере. При движении какого-либо тела со скоростями более чем в шесть раз превышающими скорость звука, в самом газовом потоке и на поверхности тела происходит целый ряд физико-химических превращений. В воздухе за ударной волной начинается диссоциация молекул кислорода, а затем и азота. На поверхности тела появляются очаги разрушения материала стенки. В тонком пристеночном слое выделяется тепловая энергия трения и происходит конвективный перенос тепла от газа к поверхности.

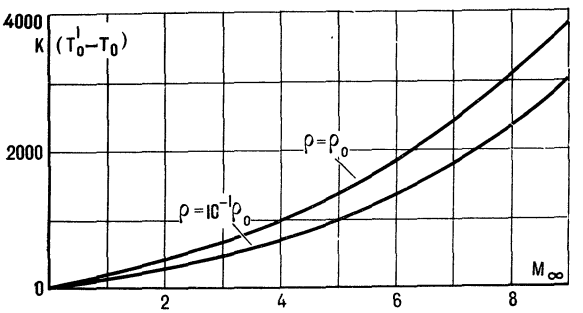


Рис. В-1. Характер изменения температуры газа за прямой ударной волной (температуры торможения T_0') от скорости и плотности набегающего потока воздуха. Безразмерное число Маха M_∞ соответствует отношению скорости потока к скорости звука в тех же условиях.

ρ_0 — плотность газа в стандартных условиях.

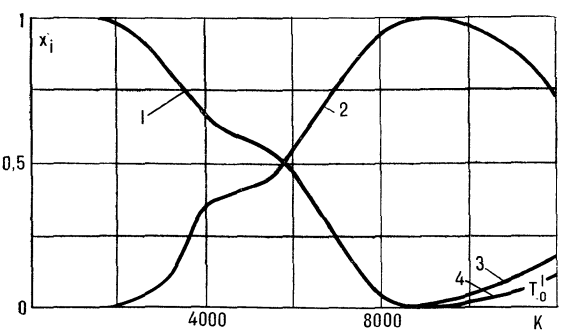


Рис. В-2. Зависимость состава воздуха от температуры за прямой ударной волной T_0' в предположении термодинамического равновесия при давлении, равном атмосферному $p=10^5$ Па). По оси ординат отложены мольные концентрации:

1 — молекул; *2* — атомов; *3* — ионов; *4* — электронов.

На рис. В-1 показано, как изменяется температура газа за прямой ударной волной по мере увеличения скорости набегающего воздушного потока (числа Маха), а на рис. В-2 соответственно представлено изменение его химического состава. Переход кинетической энергии потока в тепловую приводит к тому, что при гиперзвуковых скоростях полета

поверхность тела омывается высокотемпературной смесью атомов, молекул, ионов и электронов.

Рассмотрим случай так называемого аэродинамического торможения в атмосфере, когда вся первоначальная энергия летящего со скоростью V_0 тела затрачивается на преодоление сопротивления. Последнее складывается из сопротивления сил нормального давления c_x и сопротивления вязкого трения газа о поверхность c_τ, причем конвективный теплоперенос связан именно с c_τ.

Суммарное количество тепла Q_Σ, подведенное к поверхности тела во время аэродинамического торможения, оказывается связанным с начальной кинетической энергией тела следующим соотношением:

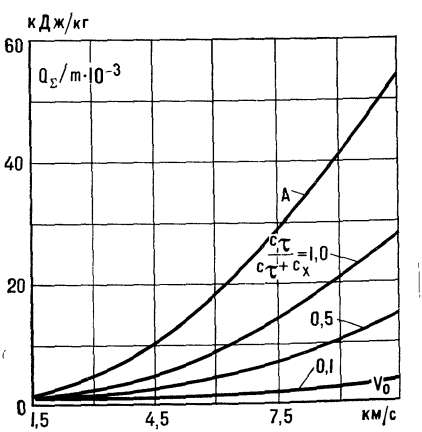
$$Q_\Sigma = [mV_0^2/2]\,\{[c_\tau/(c_\tau + c_x)]/2\}.$$

Если отнести интегральный поток тепла Q_Σ к массе тела m, то видно, что при $c_x = 0$ (случай тонкой пластины) половина кинетической энергии потока идет на нагрев тела. Вторая половина приводит к повышению температуры в потоке газа за телом.

На рис. В-3 показано, как возрастает теплоподвод на единицу массы тела по мере увеличения начальной скорости V_0. Уже при скоростях полета выше 5000 м/с этой энергии оказывается достаточно, чтобы полностью разрушить тело, изготовленное из металла или даже большинства теплостойких огнеупорных материалов.

Приведенное выше соотношение указывает также пути снижения интенсивности конвективного теплообмена между газом и поверхностью тела. Для этого необходимо увеличить ту часть сопротивления, которая связана с нормальными силами c_x, или, другими словами, делать тело плохообтекаемым. Известно, что для самолета отношение коэффициентов $c_\tau/(c_\tau + c_x)$ приблизительно равно 0,3, тогда как для шара оно равно 0,01.

Рис. В-3. Характер зависимости от начальной скорости движения V_0 суммарного количества тепла Q, подведенного конвекцией при аэродинамическом торможении в атмосфере тел различной геометрической формы. Кривая A соответствует полному переходу кинетической энергии тела в тепловую.



Интегральное количество подведенного конвекцией тепла не является единственным параметром, определяющим эффективность тепловой защиты. У конденсированных веществ способность воспринимать и передавать тепло ограничена величиной коэффициента теплопроводности. Поэтому необходимо точно знать закон изменения плотности конвектив-

ного теплового потока по времени, чтобы правильно рассчитать температуру поверхности и соответственно оценить работоспособность всей системы. При больших температурах и давлениях набегающего потока приходится считаться с возможностью лучистого переноса тепла. Этот случай требует особого рассмотрения, поскольку способность различных материалов отражать (блокировать) подведенное тепло резко меняется при переходе от конвективного к лучистому тепловому воздействию.

Взаимодействие нагретого газа с теплозащитными покрытиями обусловлено протеканием многочисленных и взаимосвязанных процессов. Теоретическое решение этой проблемы в общем случае должно основываться на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих явление нестационарного тепломассопереноса в системе газ — тело. Этими уравнениями являются уравнения внешней газодинамики, уравнения ламинарного или турбулентного пограничных слоев в многокомпонентных реагирующих газовых смесях, уравнения нестационарной теплопроводности внутри многослойных теплозащитных покрытий, а также уравнения кинетики поверхностного взаимодействия.

Решение задачи в такой сложной сопряженной постановке с учетом неодномерности протекания большинства процессов представляет в настоящее время трудности с математической и вычислительной точек зрения. К тому же исходная физическая модель данного комплексного явления еще не полностью ясна, а коэффициенты переноса и другие физико-химические параметры не достаточно достоверны.

Тем не менее практическая важность решения проблемы тепловой защиты стимулировала появление за последние годы большого числа теоретических и экспериментальных исследований как в направлении выяснения главных факторов, влияющих на процессы взаимодействия нагретого газа и материала покрытия, так и в направлении разработки точных численных методов расчета или средств экспериментального изучения.

Содержание книги в большей мере относится к первому направлению: методы численного или экспериментального анализа затрагиваются в ней лишь постольку, поскольку это помогает пониманию физической картины явлений, протекающих на границе раздела потока и стенки, а также внутри теплозащитного покрытия. При этом авторы исходили из того, что лишь хорошо представляя основные физические закономерности, можно дать точную математическую формулировку задачи, а, следовательно, и выбрать оптимальный метод численного счета. Аналогично, предпосылкой успешной работы конструкторов или экспериментаторов является четкое понимание путей, на которых следует искать решения поставленных задач.

При конструктивном решении проблемы тепловой защиты были предложены различные схемы, включая и такие, в которых используются реагирующие или сублимирующие и плавящиеся материалы, т. е. материалы, разрушение которых в процессе нагрева заранее предполагается и происходит упорядоченным образом.

При применении таких веществ их эффективная теплоемкость намного увеличивается за счет использования теплот химического взаимодействия или фазовых превращений. Защитное действие может также оказывать и вдув газообразных продуктов разрушения в пограничный слой набегающего потока, приводящий к существенному снижению подведенного теплового потока. В задачу конструктора тепловой защиты входит сопоставление большого числа вариантов, что связано не только с анализом разного типа теплозащитных систем, но и с необходимостью выбора оптимальной формы защищаемой поверхности, а в некоторых случаях и закона изменения внешних параметров обтекания.

Описанные в данной книге методы применимы для анализа и разработки тепловой защиты разных конструкций независимо от их назначения. Это могут быть стенки сопла или высокотемпературного энергетического устройства, а также внешние поверхности летательного аппарата, возвращающегося на Землю из космического полета. При анализе различных видов взаимодействия материала с набегающим потоком газа отдельно рассматриваются явления, протекающие внутри теплозащитного покрытия, и процессы, связанные с поступлением продуктов разрушения этого покрытия в ламинарный или турбулентный пограничный слой и химическим взаимодействием между компонентами набегающего потока и продуктами разрушения.

Так как поведение большинства теплозащитных систем в условиях конвективного и радиационного тепловых воздействий оказывается принципиально различным, то анализ работы защиты в указанных случаях производится раздельно. При этом большая часть книги посвящена способам защиты от конвективного теплового потока. Принципиальные особенности работы теплозащитной системы при наличии интенсивного радиационного теплового потока освещены в гл. 10.

Особое внимание обращено на соответствие полученных результатов условиям, в которых приходится работать высокотемпературным покрытиям тепловой защиты.

Главная цель книги состоит не только в том, чтобы изложить основы теории тепловой защиты, но и дать тем, кто занимается техническими приложениями, простые и удобные формулы, полезные при расчете теплообмена, глубины прогрева защитного покрытия или толщины унесенного слоя. Всюду, где это необходимо, а также в конце книги в виде приложения приводятся конкретные численные значения различных параметров. Это позволяет надеяться, что книга станет полезным справочным пособием.

Наряду с изложением основ проблемы авторы стремились дать представление о современном уровне исследований. Приведенная в книге многочисленная библиография предназначена в основном для дальнейшего, более глубокого изучения отдельных явлений.

Основное внимание в книге сосредоточено на процессах, протекающих на поверхности и в глубине теплозащитного покрытия. При этом предполагается, что газодинамика и теория пограничного слоя много-

компонентных газовых смесей могут быть изучены по другим монографиям. Тем не менее ключевые положения аэродинамики, теплообмена, термодинамики, физической химии, имеющие непосредственное отношение к главной теме книги, вкратце излагаются в соответствующих разделах книги.

По просьбе авторов отдельные параграфы книги написаны канд. техн. наук В. В. Горским, В. Е. Киллихом, Ю. Н. Коноваловым, Г. А. Сурковым, В. В. Тороповым, Ю. В. Чудецким, Ю. Е. Фрайманом и А. П. Экономовым. За оказанную помощь авторы выражают им искреннюю благодарность.

Авторы особо признательны академику АН БССР А. В. Лыкову, высказавшему идею написания такой книги, а также оказавшему большую помощь при ее подготовке и редактировании.

Авторы хотели бы отметить большой вклад в формирование окончательного облика книги рецензента докт. техн. наук, проф. В. Ф. Рощина и редакторов канд. техн. наук Ю. А. Зейгарника и А. А. Кузнецова. В основу цветных иллюстраций положены фотографии, полученные при испытании моделей в плазменном потоке сотрудником Института проблем механики канд. техн. наук М. И. Якушиным.

Учитывая многоплановый характер проблемы тепловой защиты, трудно предполагать, что все главы проработаны с достаточной полнотой и в одинаковой мере удовлетворяют требованиям читателей. Наша работа была также затруднена отсутствием достаточно полных обзоров или монографий, которые можно было бы принять в качестве образца при изложении материала и которые позволили бы сократить объем отдельных глав за счет ссылок. Поэтому мы заранее благодарны всем читателям, которые сделают критические замечания, позволяющие в будущем улучшить качество изложения или внести уточнения в представленные результаты.

Глава первая.

МЕТОДЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

В настоящее время известно шесть основных способов отвода (поглощения) тепла: теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных веществ, конвекцией, массообменом, излучением, с помощью электромагнитных полей и, наконец, за счет физико-химических превращений. На практике часто встречается комбинация двух или более указанных выше способов. Каждый из этих способов или их сочетание могут быть реализованы в виде различных методов тепловой защиты в зависимости от конкретного конструктивного оформления.

Поглощение и накопление тепла конденсированными веществами

Способность некоторых материалов легко отводить тепло от нагретых поверхностей хорошо известна и находит широкое применение уже сотни лет. Системы с накоплением тепла являются низкотемпературными, ибо они работают при температурах ниже точки плавления поглощающего тепло материала. Тепло отводится от поверхности теплопроводностью в соответствии с законом Фурье

$$q_0 = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n}\right)_0,$$

где λ — коэффициент теплопроводности; T — температура; n — нормаль к изотерме.

Максимальное количество тепла, которое может поглотить такая система (рис. I-1, *а*), определяется выражением

$$Q = m\int_{T_0}^{T_{пл}} c\,dT = \bar{c}m\,(T_{пл} - T_0),$$

где m — масса вещества; c — его теплоемкость; $T_{пл}$ — температура фазового превращения (плавления); T_0 — начальная температура.

Следовательно, эффективность данного принципа отвода тепла тем выше, чем больше теплоемкость материала, его теплопроводность λ и температура плавления или сублимации $T_{пл}$.

На практике широко используются металлы, имеющие более высокие по сравнению с другими веществами значения коэффициента теплопроводности, что обеспечивает усвоение ими тепла относительно равномерно по всей массе материала.

Классическая теория теплопроводности показывает, что равномерное распределение температуры между наружными и внутренними слоями возможно при критериях Био, меньших единицы, $\mathrm{Bi} = q_0/(\lambda T_{пл}/\delta)$, где q_0 — подведенный тепловой поток, $T_{пл}$ — максимально допустимая тем-

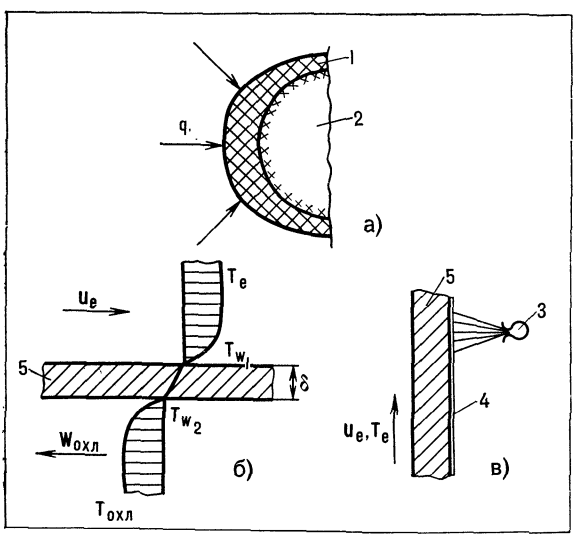


Рис. 1-1. Тепловая защита, использующая поглощение тепла за счет теплоемкости (*а*) и конвективного охлаждения (*б*, *в*).

1 — теплопоглощающий материал; *2* — защищаемый объект; *3* — форсунка; *4* — охлаждающая пленка; *5* — охлаждаемая стенка

пература стенки, а δ — ее толщина. Чем меньше критерий Био, тем вероятнее, что тепло пройдет «транзитом» через стенку прежде, чем на ее поверхности будет достигнута температура разрушения. Можно показать, что нецелесообразно использовать металлические стенки толщиной более 25—50 мм.

В табл. 1-1 приведены свойства некоторых веществ, представляющи интерес в качестве теплопоглощающих материалов. Теплоемкость мате риала является важным параметром, но ее величина может значительн изменяться с изменением температуры, поэтому при расчетах удобне пользоваться значением общего количества тепла Q, затраченны на нагрев материала от начальной температуры T_0 до точки плавле ния $T_{пл}$.

Таблица 1-1. **Материалы, используемые в качестве поглотителей тепла**

Материал	λ при 20° С, Вт/(м·К)	c при 20° С, кДж/(кг·К)	$T_{пл}$, К	Q, кДж/кг	ρ при 20° С, кг/м³
Медь	386	0,37	1370	450	8950
Алюминий	293	0,92	950	650	2700
Железо	78	0,45	1800	790	7870
Молибден	148	0,25	2990	975	10200
Вольфрам	150	0,08	3640	1790	19300
Бериллий	167	2,18	1640	3690	1820
Графит	130	1,63	3770	9550	2190

Важными факторами, которые следует иметь в виду при выборе тог или иного материала в качестве поглотителя тепла, являются его мехс ническая прочность при высоких температурах, а также однородност Так хрупкий графит менее предпочтителен чем медь, которая часто ис пользуется на практике благодаря ее хорошей технологичности, деше визне и высокому коэффициенту теплопроводности, исключающему не равномерность нагрева изделий. Верхний температурный предел при менимости металлов обычно намного ниже $T_{пл}$ из-за окисления.

Конвективное охлаждени

Конвективное охлаждение состоит в том, что от обогреваемой гс рячим потоком стенки тепло передается охлаждающей жидкости ил газу (рис. 1-1, *б*, *в*). Перепад температуры в стенке определяется при за данной ее толщине δ выражением $T_{w1}-T_{w2}=q_0\delta/\lambda$. Тепловой поток q_0 в стационарных условиях определяется расходом охладителя m, его теп лоемкостью c и перепадом температуры $T_{w2}-T_0$:

$$q_0 S = cm\left(T_{w_2} - T_0\right),$$

где S — площадь теплоотдающей поверхности.

Среди газообразных охладителей своей теплоемкостью выделяетс водород ($c=14{,}5$ кДж/кг), на практике чаще используются жидкост вода, спирт и т. д.

При высоких температурах стенки для охлаждения могут применяться расплавленные металлы (натрий, литий). Жидкий металл на охлаждаемую стенку можно подавать с помощью форсунок (рис. 1-1, *в*).

В зависимости от способа рассеяния тепла в окружающее пространство системы конвективного охлаждения подразделяются на замкнутые и разомкнутые. Обязательным элементом замкнутой системы охлаждения является теплообменник, в котором охладитель, получающий тепло от горячей стенки, рассеивает его в окружающую среду или передает другому теплоносителю. В этом случае необходимое количество охладителя не зависит от времени эксплуатации системы.

Для снижения перепада температуры в стенке и улучшения условий отвода тепла материал стенки должен обладать большой теплопроводностью. Лучшими материалами для этих целей являются медь, молибден. Данный способ неприменим, когда температура поверхности превышает температуру плавления или когда происходит эрозия стенки.

Расширить интервал допустимых тепловых потоков при достаточно интенсивном подводе тепла от горячих газов можно за счет использования теплоты фазового превращения (испарения) охладителя на поверхности (рис. 1-1, *в*). Так, теплота испарения расплавленного лития составляет около 20 500 кДж/кг, литий кипит при 1590 К (при 10^5 Па).

Конвективное охлаждение часто используется в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), а также в стационарных высокотемпературных промышленных установках (плазмотронах и др.). Здесь применяются системы трубчатого охлаждения, состоящие из разветвленной сети каналов или труб, расположенных под нагреваемой поверхностью и находящихся в тесном контакте с ней. Через трубы непрерывно прокачивается жидкий или газообразный охладитель. Максимальное количество тепла, поглощенное такой системой, зависит от теплопроводности материала стенки, расхода и теплоемкости охладителя. В ЖРД применяется обычно система разомкнутого типа; использованное в качестве охладителя топливо поступает затем в камеру сгорания двигателя и там сгорает.

1-3. Массообменный принцип охлаждения

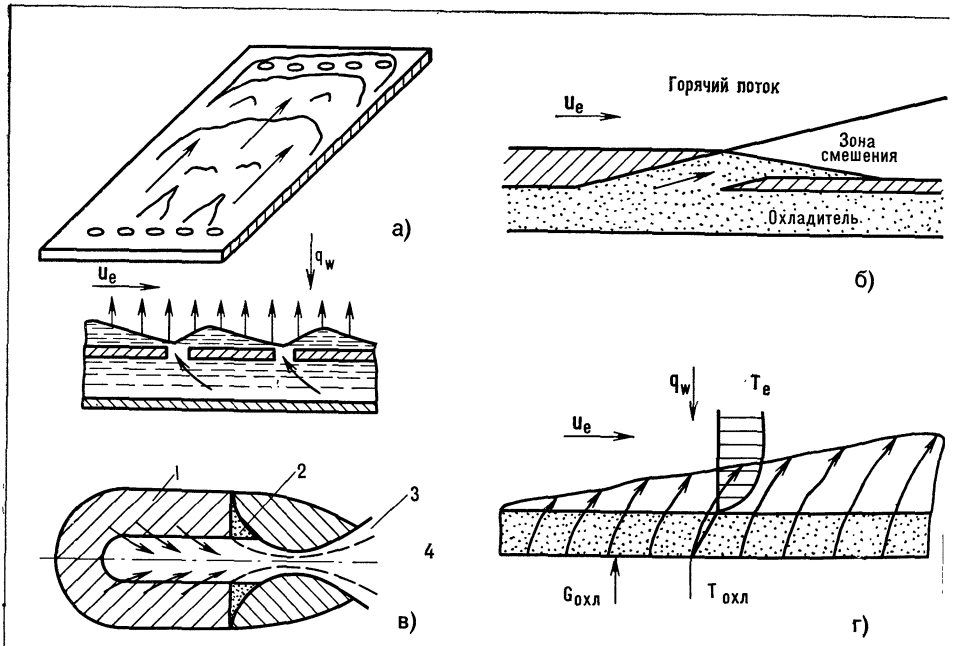
Этот принцип поглощения тепла может быть реализован в виде пористого, пленочного или заградительного охлаждения. Все они находят широкое применение для защиты как от радиационного, так особенно от конвективного нагрева. При вводе холодного газа или жидкости непосредственно в пристеночный слой набегающего потока толщина этого слоя увеличивается, происходит оттеснение горячего газа от защищаемой поверхности, в результате чего интенсивность теплообмена на поверхности снижается. Преимущества этого принципа защиты перед другими обусловлены, во-первых сохранением внешней формы защищаемого тела и, во-вторых возможностью поддержания температуры поверх-

ности на желаемом уровне с помощью соответствующего регулировани расхода охладителя.

Рассмотрим сначала пленочное охлаждение. Горячий газ движетс вдоль стенки, покрытой пленкой охлаждающей жидкости, которая по ступает через одну или несколько щелей или отверстий, выполненны на некотором расстоянии друг от друга вдоль поверхности (рис. 1-2, *а*) Температура поверхности тела не будет превышать температуру кипе ния жидкости до тех пор, пока существует пленка на поверхности. В ра кетной технике в качестве охладителя может быть использовано жидко ракетное топливо.

Рис. 1-2. Тепловая защита массообменом.

а — пленочное охлаждение; *б* и *в* — заградительное охлаждение; *г* — пористое охлаждение; *1* — основное твердое топливо; *2* — твердое топливо с низкой температурой горения; *3* — зона холодного пограничного слоя; *4* — зона горячего газа.



Эффективность пленочного охлаждения зависит от способа подво охладителя, угла подачи, свойств охладителя, состояния защищаемо поверхности (наличие загрязнений, шероховатость) и числа щелей ил отверстий на единицу длины поверхности. При увеличении числа щеле температура стенки становится более равномерной.

Пленочное охлаждение используется обычно как дополнительное средство защиты стенок камер сгорания и сопл жидкостных ракетных двигателей, когда конвективное охлаждение не обеспечивает необходимого снижения температуры стенок.

Еще одной разновидностью тепловой защиты массообменом является заградительное охлаждение. При заградительном охлаждении защищаемая стенка изолируется от горячего потока слоем холодного газа, который подводится к поверхности через щели или отверстия (рис. 1-2, *б*). В случае подачи охлаждающего газа через щель его желательно вводить по касательной к защищаемой поверхности, чтобы затянуть процесс перемешивания газовых потоков. Протяженность защищенной поверхности пластины при подаче охладителя перпендикулярно в несколько раз меньше, чем в случае тангенциальной подачи. Число щелей или перфораций на единицу длины выбирается обычно эмпирическим путем, при этом стремятся, чтобы струйка газа из каждой щели или отверстия экранировала элемент поверхности между соседними точками ввода газа. Принято, что шаг перфораций должен быть порядка пяти толщин пограничного слоя в данной точке, а диаметр отверстия меньше этой толщины. На практике используются обычно отверстия диаметром 1—2 мм.

Наиболее эффективными охладителями, как будет показано ниже, являются вещества, обладающие максимальной удельной теплоемкостью и образующие газообразные продукты с минимальной молекулярной массой. В табл. 1-2 приведены основные предполагаемые охладители.

Таблица 1-2. **Свойства охладителей**

Вещество	Молекулярная масса	Удельная теплоемкость c_p, кДж/(кг·К), T=370 К
Водород	2	14,45
Гелий	4	5,20
Вода (пар)	18	2,14
Аммиак NH_3	17	2,22
Азот	28	1,03
Воздух	29	1,00
Метиловый спирт CH_3OH	32	1,72
Аргон	40	0,52
Двуокись углерода	44	0,91
Глицерин $C_3H_8O_3$	92	2,40

Систему заградительного охлаждения можно использовать в ракетных двигателях на твердом топливе для защиты внутренних поверхностей сопл, когда требуется обеспечить постоянный контур критического сечения сопла. Увеличение критического диаметра сопла на 5% вызывает падение давления в камере сгорания на 15—20%, что приводит к сни-

жению реактивной силы и удельного импульса. Необходимый для за щиты газ с относительно низкой температурой получается при сгорани специального топлива, небольшое количество которого размещаетс перед входом в сопло (рис. 1-2, *в*).

Эффективным способом тепловой защиты является пористое охлаж дение. Одним из его преимуществ является равномерная подача охла дителя через поверхность. В ряде случаев, представляющих интерес дл практики, приходится иметь дело с весьма большими интенсивностям вдува. Последние бывают необходимы в случае химически агрессивны набегающих потоков, при создании защитной лучепоглощающей завес и т. д. Здесь мы рассмотрим только физические основы пористого охлаж дения, так как ему посвящена полностью одна из следующих глав.

Проходя через поры (рис. 1-2, *г*), охладитель отбирает тепло от стен ки, а выйдя на поверхность, снижает интенсивность теплообмена межд горячим газом и стенкой. Оба эти фактора ведут к понижению темпера туры пористой стенки. Охладителем может быть газ или жидкость Предпочтение обычно отдается газообразным веществам из-за боле высоких рабочих температур и меньшего перепада давления при их те чении через поры. Если охлаждающий агент — жидкость, то при е испарении поглощается скрытая теплота фазового перехода.

Во многих приложениях немаловажная роль отводится химическом составу вдуваемого газа. Так, для кромок крыльев и рулей в сверхзву ковом потоке представляет опасность не только тепловой нагрев, н и окисление поверхности набегающим потоком. Поэтому в последне время большое внимание уделяют такому газообразному охладителю как аммиак. Обладая хорошей теплоемкостью, он, кроме того, попав пограничный слой, связывает кислород:

$$4NH_3+3O_2=2N_2+6H_2O.$$

Образовавшаяся вода и азот практически инертны по отношени к материалам пористой матрицы.

Одной из разновидностей пористого охлаждения является так назы ваемое самоохлаждение. Появление высококалорийных алюминизиро ванных топлив с температурой горения свыше 2800 К для РДТТ вызвал необходимость создания новых эрозионностойких материалов для вкла дышей горла сопла [Л. 1-13]. Температура стенки сопла превышает ра бочую температуру неохлаждаемого вольфрама. Однако, наполняя ил пропитывая пористый вольфрам другим материалом, который може испаряться при меньшей температуре, поглощая при этом тепло, можн добиться снижения температуры стенки. Составной вкладыш работае как поглотитель тепла до тех пор, пока температура его поверхности н достигнет точки кипения или разложения заполняющей фазы. Тогда на чинается его испарение с образованием зоны пористого вольфрама, чере которую фильтруется парообразный охладитель. Пар отбирает допол нительное количество тепла от пористого вольфрама, понижая таким

образом температуру поверхности. Выбор охладителя и пористости матрицы зависит от условий работы. Такие охладители, как серебро, медь, цинк и гидрид лития, привлекли наибольшее внимание.

По расходу охладителя на единицу защищаемой поверхности пористое охлаждение более эффективно, чем рассмотренные ранее способы тепловой защиты. Но использование пористого охлаждения требует изготовления пористых стенок по довольно сложной технологии. Кроме того, при эксплуатации такой системы необходимо принимать меры для очистки охладителя, чтобы избежать засорения пор. В настоящее время пористое охлаждение применяется в ракетных двигателях на водородном топливе, авиационных двигателях, электродуговых подогревателях газа, МГД-установках, теплообменных аппаратах и т. д.

-4. Радиационное охлаждение

Этот метод тепловой защиты использует способность нагретой поверхности излучать тепло. Поступающий к поверхности конвективный или радиационный тепловой поток повышает ее температуру. На основании второго закона термодинамики можно показать, что существует предельное количество энергии, которое может излучаться телом при данной температуре и при данной длине волны. Источник такого излучения называется абсолютно черным телом. Плотность потока излучения абсолютно черного тела определяется законом Планка

$$I_\lambda(T) = \frac{c_1}{n^2\lambda^5\left(e^{c_2/n\lambda T} - 1\right)}\ ;\quad c_1 = 3{,}74\cdot 10^{-16}\ \text{Вт/м}^2;\quad c_2 = 1{,}44^{-2}\ \text{м}\cdot\text{К}.$$

Показатель преломления n относится к среде, окружающей абсолютно черное тело. Для газов и вакуума $n=1$. В соответствии с формулой Стефана — Больцмана интеграл от плотности потока излучения по всем длинам волн равен:

$$q_R = \int_0^\infty I_\lambda(T)\,d\lambda = n^2\sigma T^4,$$

где $\sigma = 5{,}67\cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2\cdot$К^4).

На рис. 1-3 представлен диапазон длин волн и температур, на который приходится основная доля излучаемой энергии абсолютно черного тела. При температуре $T=300$ К тело излучает в далекой инфракрасной области с длиной волны от 7 до 25 мкм, а при $T=3000$ К длина волны излучения снижается до 0,7—2,5 мкм.

Реальные вещества не являются абсолютно черными телами, а при каждой длине волны излучают лишь часть I_λ, равную $\varepsilon_\lambda I_\lambda$. Коэффициент ε_λ называется спектральной излучательной способностью или, проще, спектральной степенью черноты.

Спектральное значение степени черноты следует отличать от интегральной степени черноты:

$$\varepsilon = \left(\int_0^\infty \varepsilon_\lambda I_\lambda \, d\lambda\right) \Big/ \left(\int_0^\infty I_\lambda \, d\lambda\right).$$

Излучаемый тепловой поток равен:

$$q_R = \varepsilon\sigma T_w^4.$$

В основе радиационного метода охлаждения заложена идея равенства подведенного теплового потока q_0 и излучаемого обратно с нагретой поверхности теплового потока q_R. Температура поверхности, при которой достигается это равенство, называется равновесной и может быть вычислена с помощью соотношения $T_w = \sqrt[4]{q_0/\varepsilon\sigma}$. При этом предполагается, что теплоотвод внутрь покрытия равен нулю.

Понятно, что равновесная температура поверхности не может быть выше температуры разрушения данного типа покрытия $T_{разр}$, поэтому максимальный тепловой поток, который может быть снят с поверхности методом радиационного охлаждения, ограничен следующей величиной $q_R \leqslant \varepsilon\sigma T_{разр}^4$.

В качестве конструкционных материалов для систем с радиационным охлаждением применяются тугоплавкие металлы — молибден, вольфрам и др., однако в окислительной среде, в том числе и в воздухе, температура их разрушения $T_{разр}$ оказывается намного ниже температуры плавления. В тех случаях, когда радиационная система тепловой защи-

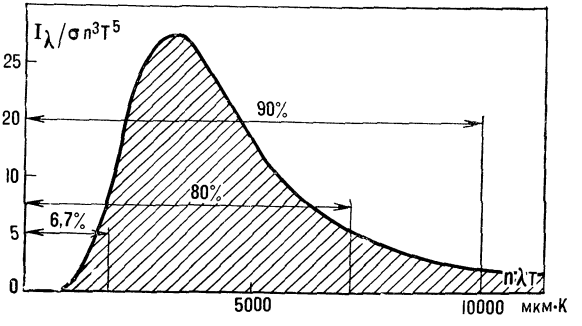


Рис. 1-3. Зависимость плотности потока излучения от характеристического комплекса $n\lambda T$, определяющего длину волны излучения и температуру нагретой поверхности. Максимум плотности потока излучения приходится на $n\lambda T = 2900$ (мкм·К), а 80% излучения соответствуют диапазону $n\lambda T$ от 2000 до 8000 мкм·К.

ты работает при малых давлениях окружающей среды необходимо считаться с возможностью сублимации поверхности.

Следует иметь в виду, что радиационный метод защиты применим для охлаждения открытых в окружающее пространство частей изделия, поскольку в противном случае возможно самооблучение конструкции.

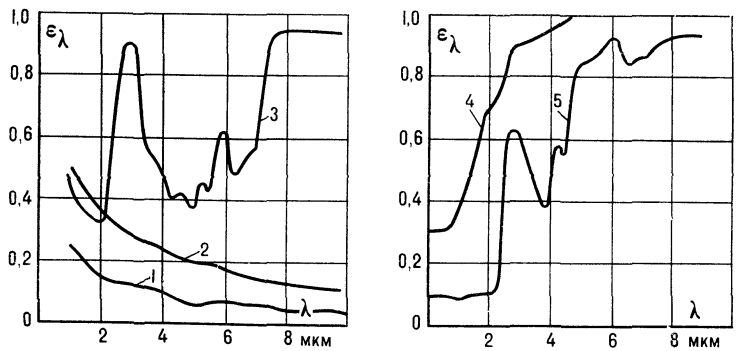
В табл. 1—3 приводится сводка значений интегральной степени черноты некоторых материалов как при стандартной, так и при повышенных температурах.

Если спектральная степень черноты ε_λ сравнительно слабо зависит от температуры излучающей поверхности T_w, но сильно меняется с длиной волны λ, то интегральное значение степени черноты существенно зависит от температуры, поскольку максимум распределения плотности потока излучения с ростом T сдвигается в область коротких длин волн.

Вид кривых зависимости ε_λ от λ принципиально различен у полированных металлов (или в общем случае проводников) и окислов (или диэлектриков) (рис. 1-4, *а, б*). У металлов степень черноты уменьшается с ростом длины волны, а у диэлектриков — она в инфракрасной области возрастает. Соответственно чистые полированные металлы характеризуются низкими значениями интегральной степени черноты при малых температурах. Однако шероховатость, загрязнение поверхности или наличие толстого слоя окислов (либо анодирование) может уровнять степени черноты металлов и диэлектриков. Интегральные степени черноты металлов с увеличением температуры несколько растут, тогда как у диэлектриков падают.

Рис. 1-4. Зависимость монохроматической степени черноты различных материалов от длины волны [Л. 1-5] при комнатной температуре.

1 — полированный алюминий; *2* — промышленный алюминий; *3* — анодированный алюминий; *4* — белая эмаль; *5* — шамот.



Принципиально возможна защита и от радиационных тепловых потоков. Так, в открытом космосе используются терморегулирующие покрытия, обладающие низкими степенями черноты (или коэффициентами поглощения) в видимом диапазоне спектра, на который в основном приходится изучение Солнца, и большими ε_λ в инфракрасной области,

Таблица 1-3. **Степень черноты некоторых материалов** [Л. 1—5]

Материал	T_w, °С	Интегральная степень черноты ε
Алюминий полированный	200—600	0,04—0,06
» окисленный	100—500	0,2—0,33
Вольфрам	700	0,15
»	2800	0,39
Медь полированная	100	0,02
» окисленная	40	0,76
Серебро полированное	40	0,01
» окисленное	40—550	0,02—0,04
Никель полированный	40—250	0,05—0,07
» окисленный	40—250	0,35—0,49
Сталь полированная	40	0,07
» окисленная	40	0,8
Асбест (асбоцемент)	40	0,96
Бетон грубый	40	0,94
Бумага белая	40	0,95—0,98
Вода, слой 1 мм и более	40	0,96
Дерево (дуб, ель)	40	0,82—0,9
Кварц	40—550	0,89—0,58
Кирпич красный грубый	40	0,93
» огнеупорный шамотный	1000	0,59—0,75
Резина	40	0,86—0,94
Стекло кварцевое 2 мм	250—550	0,94—0,75
Тефлон	100	0,1

где они излучают сами (учитывая низкую температуру поверхности).

Система радиационного охлаждения может быть выполнена трехслойной с тем, чтобы избавиться от основного недостатка высокотемпературных металлов — способности их к интенсивному окислению в воздухе. Для уменьшения этого несущий (конструкционный) слой из тугоплавкого металла покрывается различными силицидами (WSi_2, $MoSi_2$) или окислами. Покрытие толщиной 50 мкм из $MoSi_2$ обеспечивает защиту молибдена от окисления при температуре 1900 К в течение нескольких часов и к тому же позволяет увеличить степень черноты. Наконец, с внутренней стороны покрытия (рис. 1-5) оно покрывается теплоизолятором (например, пенокерамикой).

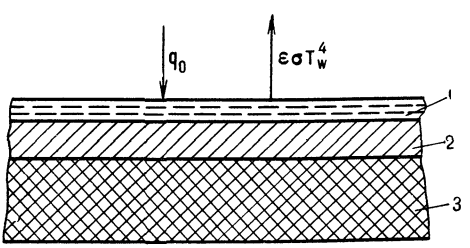


Рис. 1-5. Схема радиационного охлаждения.
1 — защитный слой; *2* — слой металла; *3*— изоляция.

Радиационный метод тепловой защиты применяется в гиперзвуковой авиации и в ракетной технике для охлаждения выступающих частей, насадков, крыльев и выхлопных раструбов сопл.

В заключение параграфа несколько слов о модификации этого способа применительно к таким условиям аэродинамического нагрева, когда излучение набегающего потока соизмеримо или выше по интенсивности конвективного теплового воздействия. В этом случае целесообразно переизлучать тепловую энергию не с поверхности теплозащитного покрытия, а из пограничного слоя.

При защите поверхностей массообменом пограничный слой является практически прозрачным для падающего излучения. По этой причине вдув газа в пограничный слой не может быть эффективным средством защиты от интенсивного радиационного нагрева. В этом случае следует «зачернять» пограничный слой, увеличивая его коэффициент ослабления излучения. С этой целью в пограничный слой вводят различные присадки, добиваясь снижения величины падающего на поверхность радиационного теплового потока.

Наибольшего ослабления следует ожидать при вводе в пограничный слой газопылевого потока с большим числом распределенных в нем микрочастиц, т. е. при создании «непрозрачных» экранов. В этом случае происходит ослабление энергии не только за счет поглощения, но в еще большей степени за счет отражения и рассеяния излучения.

5. Электромагнитное регулирование теплообмена

Для регулирования температуры внешней поверхности можно использовать методы электрического или магнитного воздействия на плазму, обтекающую защищаемую поверхность. Магнитногидродинамический способ требует создания поля сил в ионизированной плазме, обтекающей тело (проблема аналогична задаче удержания плазмы при управляемой термоядерной реакции). Магнитное поле, воздействуя на слой сжатого газа, в состав которого входят, кроме нейтральных молекул и атомов, электрически заряженные ионы и электроны, увеличивает расстояние между ударной волной и поверхностью тела. Это приводит к росту пограничного слоя, а следовательно, к уменьшению градиентов скорости и температуры.

Термоэлектрический способ основан на поглощении тепла и преобразовании его в другую форму энергии, например электрическую.

Примером устройства, использующего этот способ преобразования энергии, является всем хорошо известная термопара. Однако как магнитногидродинамический, так и термоэлектрический способы уменьшения тепловых потоков к поверхности тела, несмотря на всю свою привлекательность, еще очень слабо изучены, особенно в условиях высокой интенсивности теплообмена.

Охлаждение тел за счет физико-химических превращений на их поверхности

Использование фазовых превращений — плавления и испарения или сублимации — открывает перспективы существенного улучшения теплозащитных свойств систем охлаждения.

Любое фазовое превращение, как правило, сопровождается значительным тепловым эффектом (количество тепла, требуемое для перевода 1 кг вещества из одного состояния в другое). Величина теплового эффекта связана с температурой фазового превращения. Так, для большинства чистых металлов $\Delta Q_{пл}=K_1 T_{пл}$, где $K_1=10{,}0$ кДж/(г-атом·К). При плавлении происходит частичное ослабление межатомных связей, поэтому по своей тепловой эффективности оно намного (в 10—20 раз) уступает испарению, когда рвутся все связи кристаллической решетки и атомы становятся практически независимыми друг от друга. Согласно правилу Трутона теплота испарения определяется как

$$\Delta Q_{исп} = K_2 T_{исп},$$

где $K_2=80 \div 90$ кДж/(моль·К). Температура испарения ($T_{исп}$) часто вдвое превышает температуру плавления (табл. 1-4). Значение теплоты испарения колеблется от 5000 кДж/кг у низкотемпературных металлов до 10 000 кДж/кг у тугоплавких окислов и 20 000 у графита.

Таблица 1-4. **Теплота фазовых переходов отдельных материалов**

Материал	Тепловые эффекты и температуры фазовых превращений				Тепло, поглощенное при нагревании до 5000 К, кДж/кг	Эффективность поглощения теплоты испарения (относительная доля)
	$\Delta Q_{пл}$, кДж/кг	$T_{пл}$, К	$\Delta Q_{исп}$, кДж/кг	$T_{исп}$, К		
Вода (лед)	335,0	273	2 262	373	62 850	0,00
Медь	205	1350	7 374	2570	—	0,05
Бериллий	—	1570	—	3170	41 860	0,06
Литий	668	460	24 510	1470	—	—
Двуокись кремния	—	1970	8 589	2770	20 930	0,22

На разрушение материала затрачивается значительная часть тепла, поступающего к поверхности тела извне, в результате лишь малая его часть отводится внутрь материала теплопроводностью. При высоких температурах в пограничном слое может происходить многократная диссоциация и ионизация продуктов уноса, что связано с дополнительным поглощением тепла.

Сложным и вместе с тем очень важным является выявление механизма разрушения, т. е. установление определяющих элементарных физико-химических процессов, имеющих место при разрушении теплозащитного

материала. На практике далеко не все вещества, обладающие высокими значениями теплоты испарения, могут быть использованы в качестве теплозащитных материалов. В последней графе табл. 1-4 приведены данные по эффективности использования теплоты испарения различных веществ при определенных условиях аэродинамического нагрева. Низкие значения эффективности у воды и металлов связаны с тем, что при плавлении они образуют пленку с очень низким значением вязкости расплава, которая практически мгновенно сдувается с поверхности набегающим потоком газа. Поэтому важно не только выбрать вещество с высоким тепловым эффектом испарения, но и разработать систему мер, обеспечивающих обязательную реализацию этого эффекта при разрушении поверхности.

Строго говоря, разрушающиеся теплозащитные системы являются комбинированными, поскольку они поглощают тепло и одновременно с этим блокируют падающий тепловой поток за счет вдува газа в пограничный слой (как это имеет место в массообменных способах охлаждения); кроме того, они излучают тепло с нагретой поверхности, как и в радиационном охлаждении. Важно только подчеркнуть, что сам принцип разрушающейся тепловой защиты немыслим без фазового или, в общем случае, физико-химического превращения, приводящего к переходу части материала в газообразное состояние.

Общие требования к теплозащитным системам, базирующимся на физико-химических превращениях, можно сформулировать следующим образом. Теплозащитные материалы должны:

1) поглощать большое количество тепла при физико-химических превращениях;

2) иметь высокое значение объемной теплоемкости ρc;

3) обладать хорошей прочностью при высоких температурах для обеспечения небольшого механического уноса массы;

4) по возможности иметь высокую температуру разрушающейся поверхности и большое значение степени черноты ε;

5) образовывать при разрушении газообразные продукты с малой молекулярной массой для эффективного снижения конвективного теплового потока;

6) при образовании жидкой пленки ее вязкость должна быть значительной.

Кроме того, технология изготовления покрытия должна быть простой, покрытие должно быть дешевым и сохранять свои свойства при длительном хранении на воздухе.

Трудно найти материал, одновременно удовлетворяющий всем требованиям. Поэтому выбор производится в зависимости от конкретных условий.

Разрушающиеся теплозащитные системы благодаря большому числу располагаемых материалов, в частности полимеров, практически не имеют ограничений ни по максимальному тепловому потоку, ни по суммарному подведенному теплу. Кроме того, в отличие от систем пористого

охлаждения они обладают высокой степенью надежности, саморегулиро ванием расхода вещества в зависимости от интенсивности теплообмена не требуют применения вспомогательных систем (насосов, трубопрово дов, клапанов, распределителей и т. д.). Разрушающиеся теплозащит ные материалы используются для защиты космических аппаратов, ка мер сгорания ракетных двигателей и т. д.

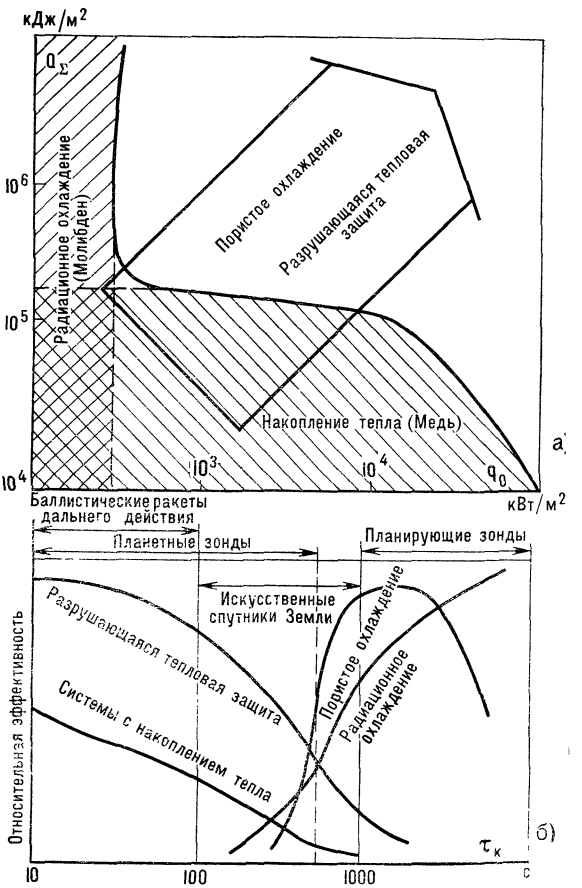


Рис. 1-6. Сравнение различных методов тепловой защиты [Л. 1-14].

а — область применения различных методов защиты в зависимости от суммарного количества подведенного тепла Q и удельного теплового потока q_0; *б* — относительная весовая эффективность различных мегодов тепловой защиты в зависимости от времени теплового воздействия $\tau_к$.

Заканчивая обзор методов тепловой защиты, можно построить диаграмму (рис. 1-6, *а*), иллюстрирующую области их применения. Системы с накоплением тепла имеют ограничения как по суммарному количеству подведенного тепла, так и по максимальному удельному тепловому потоку (из-за ограниченности коэффициента теплопроводности).

Системы радиационного охлаждения ограничены по максимальному удельному тепловому потоку, но практически могут работать при произвольном суммарном теплоподводе Q_Σ. Вся область справа и вверх от предельных кривых может быть реализована лишь при пористом и разрушающемся принципах тепловой защиты. Что касается весовой эффективности теплозащитной системы, под которой мы понимаем величину, обратно пропорциональную ее массе, необходимой для поддержания нормальных условий работы под единичной площадью поверхности тела, то ее можно проиллюстрировать рис. 1-6, *б*. Для всех космических аппаратов, время спуска которых менее 500 с, разрушающиеся теплозащитные материалы обладают абсолютными преимуществами перед другими возможными методами. Так, масса тепловой защиты головной части баллистической ракеты дальнего действия из меди оказывается в 50 раз больше, чем из стеклопластика. Для очень продолжительных, а следовательно, и менее теплонапряженных спусков в атмосфере на первое место выходят последовательно массообменная, а затем радиационная система тепловой защиты.

Это связано с тем, что увеличение времени спуска в атмосфере, без снижения суммарного количества тепла Q_Σ, пропорционально уменьшает тепловой поток q_0. Поэтому равновесная температура поверхности понижается настолько, что радиационная система охлаждения может быть построена без сложных мер по защите от окисления и мощной теплоизоляции.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ ГАЗОВОГО ПОТОКА

Газодинамическая картина обтекания тела высокоскоростным потоком

Прежде чем перейти к анализу механизма блокирования и отражения тепла, целесообразно остановиться на основных закономерностях конвективного теплообмена на неразрушающейся и непроницаемой поверхности в высокотемпературном химически активном газовом потоке. Попутно будет кратко описана газодинамика течения около затупленного тела при больших скоростях набегающего потока V_∞.

Течения с большими числами Маха ($M_\infty = V_\infty/a$, a — скорость звука) в отличие от дозвуковых течений сопровождаются рядом газодинамических и физико-химических эффектов.

Первые приводят к тому, что при обтекании затупленного тела образуется ударная волна, которая отходит от тела, оставаясь в окрестности лобовой точки практически эквидистантной его поверхности.

Распределение давления вдоль поверхности тела при больших M_∞ становится автомодельным, т. е. не зависит от конкретного значения числа Маха.

Физико-химические эффекты обусловлены ростом температуры, вызванным торможением газа за ударной волной. При этом происходит переход кинетической энергии набегающего потока в тепловую, возбуждаются колебательные степени свободы молекул газа, начинается его диссоциация и даже ионизация.

Рассматривая газодинамические и физико-химические эффекты в совокупности, обычно разделяют область течения с числами $M_\infty > 1$ на две: сверхзвуковую $1 < M_\infty < 6$ и гиперзвуковую $M_\infty \geqslant 6$. Границу

между этими двумя областями обычно устанавливают по началу диссоциации набегающего потока.

Заметим, что в атмосферах других планет нижний предел гиперзвукового течения может оказаться иным. Так, на Венере, атмосфера которой представлена в основном CO_2, течение следует считать гиперзвуковым при $M_\infty \geqslant 10$.

На практике приходится встречаться с самыми разнообразными случаями обтекания поверхностей, однако для анализа целесообразно выделить два характерных предельных варианта: течение в окрестности точки торможения затупленного тела и обтекание плоской пластины.

В первом случае интенсивность теплообмена очень велика, скорость обтекания, давление и трение сильно изменяются вдоль поверхности, при этом течение в пограничном слое остается ламинарным. Помимо конвективного теплообмена при больших скоростях полета (свыше 8 км/с) важную роль играет излучение сжатого слоя газов.

Во втором случае скорость обтекания поверхности постоянна, изменения в тепловом потоке и трении вдоль пластины достаточно малы, хотя возможен переход от ламинарного режима течения к турбулентному, сопровождающийся изменениями теплового потока и трения. Решения, полученные для плоской пластины, могут быть приближенно использованы для расчета нагрева боковых поверхностей крыла или корпуса ракеты, лопаток газовых турбин, стенок камеры сгорания, расширяющейся части сопла, а также во всех других случаях с малыми ускорениями потока.

2-2. Течение в окрестности точки торможения

Рассмотрим течение в окрестности точки торможения затупленного тела, движущегося в атмосфере с гиперзвуковой скоростью.

В этом случае в первом приближении можно считать, что скачок близок к поверхности тела и приблизительно эквидистантен ей (рис. 2-1).

Газ, проходя через ударную волну, замедляется и резко меняет свои параметры. Образуется так называемый сжатый (ударный) слой газа с повышенной плотностью. Скорость, давление и температура также изменяются. С физической точки зрения мгновенное скачкообразное изменение параметров при переходе через ударную волну следует рассматривать только как идеализированную схему быстропротекающего процесса непрерывного изменения состояния.

Течение между поверхностью тела и ударной волной дозвуковое, но по мере движения вдоль тела поток вновь разгоняется и по прохождении так называемой звуковой линии становится сверхзвуковым. Заметим, что после перехода через скачок в течение газа вдоль поверхности тела редко достигаются первоначальные значения чисел Маха, имевшие место в набегающем гиперзвуковом потоке, однако в отличие от обычных сверхзвуковых течений мы имеем здесь дело с высокотемпературным газом. В этом плане течение за ударной волной близко по своим пара-

метрам к течениям в различных энергетических установках: МГД-гене раторах, камерах сгорания ракетных двигателей и т. п.

Таким образом, течение в окрестности точки торможения носит слож ный характер: оно бывает как дозвуковым, так и сверхзвуковым, поло жение скачка уплотнения и звуковой линии заранее неизвестны и тре буют специальных численных расчетов. Не останавливаясь на детальном анализе газодинамических аспектов проблемы, приведем лишь некото рые характерные газодинамические параметры, которые помогут нам при анализе теплообмена в этой области. Таких параметров два:

1) толщина сжатого слоя газа, характеризуемая расстоянием отхода фронта ударной волны от тела, Δ;

2) угол θ^0 между осью тела и радиусом, проведенным в точку пересе чения звуковой линии с контуром тела.

При обтекании сферы радиусом R толщину сжатого слоя приближен но можно оценить с помощью следующей формулы: $\Delta/R=0{,}66\varepsilon/(1-\varepsilon)$ где $\varepsilon=[(k-1)/(k+1)]+2/[(k+1)M_\infty^2]$ равен отношению плотностей газа до и после ударной волны; $k=c_p/c_v$ — показатель адиабаты (для воздуха при нормальных условиях $k=1{,}4$).

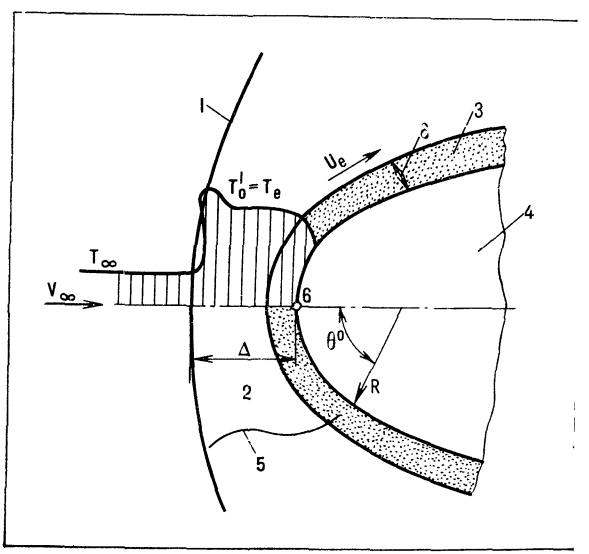


Рис. 2-1. Картина течения гиперзвукового потока в окрестности точки торможения затупленного тела.

1 — ударная волна; *2* — зона невязкого течения за ударной волной; *3* — пограничный слой; *4* — затупленное тело; *5* — линия перехода через скорость звука; *6* — точка торможения; Δ — толщина сжатого слоя; δ — толщина пограничного слоя; $T_0'=T_e$ — температура потока за ударной волной; θ° — угловая координата; T_∞ и V_∞ — температура и скорость невозмущенного потока.

Звуковая линия пересекает контур сферического затупления тела в точке, положение которой можно характеризовать угловой координатой θ°. Если θ° выразить в градусах, то согласно работе [Л. 2-2]: $\theta^\circ=33{,}9+39{,}7\varepsilon$, причем ε по-прежнему равен отношению плотностей газа в ударной волне.

Поскольку θ^0 не зависит от R, то, чем больше радиус, тем меньше градиент скорости потока в окрестности точки торможения du_e/dx:

$$\beta = du_e/dx \sim \left(\frac{1}{R}\right)(a - 0) = \frac{a}{R}.$$

При обтекании цилиндра несжимаемым потоком $\beta = 4V_\infty/d$, а при обтекании шара $\beta = 3V_\infty/d$, где d — диаметр модели.

При больших числах Маха в окрестности точки торможения затупленных тел градиент скорости в первом приближении можно определить по модифицированной формуле Ньютона:

$$\left(\frac{du_e}{dx}\right)_0 = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{p_0'}{\rho_0'}},$$

где p_0', ρ_0' — соответственно давление и плотность заторможенного потока, индекс 0 означает окрестность точки торможения.

2-3. Физико-химические процессы в сжатом слое

В области, где параметры потока претерпевают быстрое изменение, например за ударной волной или в расширяющейся части сверхзвукового сопла, состояние газа может не соответствовать равновесному. Это связано с тем, что для установления равновесия смеси как по составу, так и по распределению энергии между различными степенями свободы молекул нужно конечное время. Такой процесс будет называться термодинамически неравновесным.

Характерное время установления термохимического равновесия — так называемое время релаксации — разное для различных процессов. Так, для достижения равновесного значения энергии поступательного движения молекул достаточно в среднем пяти столкновений частиц воздуха, вращательного — от 10 до 100 столкновений, а для достижения равновесного распределения энергии колебательных движений атомов внутри молекул — порядка 10^5 столкновений. Хотя воздух при стандартных значениях температуры и давления имеет молекулярную плотность $\sim 2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул в см^3, средняя длина свободного пробега намного превосходит расстояние между соседними молекулами, в итоге зона релаксации, равная произведению скорости течения газа на время релаксации, может оказаться достаточно протяженной.

Проблема конвективного теплообмена и тепловой защиты связана, как правило, с натеканием на тело потока газа высокой плотности. Поэтому при анализе этих задач пользуются уравнениями сплошной среды. Из всех проявлений неравновесности выделяют прежде всего химическую неравновесность, связанную с конечным временем установления состава газовой смеси.

Химический состав газового потока за ударной волной или в погра ничном слое определяется соотношением скоростей гидродинамическог или диффузионного и химического процессов. В том случае, когда ско рость химических реакций в потоке мала по сравнению со скоростьк гидродинамического или диффузионного переноса, течение считается за мороженным, т. е. состав газа принимается постоянным. Это, однако, не исключает возможности протекания химических реакций на поверхности тела.

Степень завершения химических реакций в потоке определяется чис лом Дамкёлера

$$\mathrm{Da} = \frac{\tau_{\text{гидр}}}{\tau_{\text{хим}}},$$

где $\tau_{\text{гидр}}$ — характерное время нахождения компоненты в потоке; $\tau_{\text{хим}}$ — характерное время протекания химического процесса.

Например, для бинарной газовой смеси, состоящей из атомов и мо лекул, это выражение согласно [Л. 2-3] можно записать в виде:

$$\mathrm{Da} = \frac{L/V_\infty}{\rho_\infty^{-2} M_A^{-2} K_w},$$

где M_A — атомная масса; K_w — константа скорости рекомбинации; L — характерный размер обтекаемого тела.

Если $\mathrm{Da} \to 0$, то $\tau_{\text{хим}} \gg \tau_{\text{гидр}}$ и, как мы уже отмечали выше, влияние хи мических реакций в газовой фазе на состав газа и его физические свой ства незначительно, т. е. имеет место химически «замороженное» тече ние. Выбор физических свойств определяется конкретными условиями задачи.

Если $\mathrm{Da} \approx 1$, т. е. скорости химических реакций и процессов переноса одного порядка, то такое течение или пограничный слой называют не равновесным. Расчет этого случая представляет наибольшие трудности а литература по этому вопросу весьма ограничена [Л. 2-17].

Если $\mathrm{Da} \to \infty$, то $\tau_{\text{гидр}} \gg \tau_{\text{хим}}$, и мы имеем дело с другим предельным случаем, когда скорость реакций в газовой фазе очень велика и концен трация каждой компоненты однозначно связана с локальными значения ми давления и температуры соотношениями термодинамики равновес ных процессов. Этими соотношениями являются:

закон действующих масс;

уравнения состояния каждой компоненты и смеси в целом;

закон Дальтона;

уравнение сохранения долей химических элементов.

Закон действующих масс позволяет связать парциальные давлени p_i компонент, участвующих в химической реакции. Пусть мы имеем ре акцию

$$aX + bY \rightleftarrows cZ + dF,$$

где a, b, c, d — стехиометрические коэффициенты; X, Y, Z, F — реагирующие вещества. При равновесии скорости прямой и обратной реакции должны быть равны, т. е. будет справедливо соотношение:

$$\frac{p_X^a p_Y^b}{p_Z^c p_F^d} = K_p(T).$$

Величина $K_p(T)$ называется константой равновесия данной химической реакции и, как показано в термодинамике, является функцией только локальной температуры.

Уравнение состояния идеального газа используется в виде

$$p_i = \rho_i \frac{R}{M_i} T,$$

где ρ_i — плотность i-й компоненты; M_i — ее молекулярная масса; T — температура смеси; R — универсальная газовая постоянная, равная 8,3 кДж/(моль·К) или 848 кгм/(моль·К). Отношение парциального давления данной компоненты p_i к давлению смеси газов p равно мольной концентрации X_i, а отношение соответствующих плотностей дает массовую концентрацию c_i:

$$\frac{p_i}{p} = X_i = \frac{\rho_i}{\rho}\frac{M}{M_i} = c_i \frac{M}{M_i}.$$

Закон Дальтона констатирует, что сумма всех парциальных давлений p_i равна давлению смеси p

$$\sum_i p_i = p.$$

Наконец, уравнение сохранения долей химических элементов указывает, что при любых химических реакциях данный элемент (например, кислород, азот, кремний, углерод и т. д.) не может не возникать, ни исчезать, т. е. массовая доля i-го химического элемента $\tilde{c}_i = \text{const}$.

Рассмотрим энергетическую сторону проблемы. В силу того, что при высоких температурах состав воздуха существенно меняется, при расчете теплообмена на поверхности тела приходится учитывать диффузию компонент по нормали к ней и перенос химической энергии, обусловленный рекомбинацией.

Если имеется некоторый элементарный объем газа, находящегося в адиабатических условиях, то изменение его энтальпии должно соответствовать изменению кинетической энергии потока:

$$I_1 - I_2 = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2}.$$

Индексы 1 и 2 отмечают два последовательных состояния газа.

Энтальпия (теплосодержание) газа определяется соотношением

$$I = c_v T + \frac{p}{\rho} = (c_v + R) T = c_p T,$$

где c_p и c_v — соответственно теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме; R — газовая постоянная. Если ввести понятие энтальпии полностью заторможенного потока I_0', то в адиабатических условиях и при отсутствии механической работы она должна сохраняться:

$$I_0' = I + \frac{V^2}{2} = \text{const}.$$

Это свойство энтальпии торможения I_0' широко используется в последующем.

В общем случае для многокомпонентной высокотемпературной смеси газов термодинамическая энтальпия определяется как

$$I = \sum_i c_i I_i, \quad \text{где } I_i = \int_{T_0}^{T} c_{p_i} dT + I_i^0.$$

Величина I_i^0 называется энтальпией образования, принимается равной нулю для всех компонент, устойчивых при стандартных условиях, т. е. при $T_0 = 293$ К и $p_0 = 10^5$ Па. Для остальных химических компонент I_i^0 равна тепловому эффекту реакций их образования (в их число, естественно, входят диссоциация и ионизация).

Таблица 2-1. **Энергия диссоциации и ионизации некоторых веществ**

Компонента	Тепловой эффект, кДж/кг	
	диссоциации	ионизации
O_2	15 450	41 000
N_2	33 400	50 000
H_2O	13 430	—

Диссоциация и ионизация молекул различных газов сопровождаются высокими тепловыми эффектами (табл. 2-1), поэтому очень важен правильный учет той части химической энергии, которая выделяется на относительно холодной поверхности тела при рекомбинации атомов или ионов, поступающих к ней из объема газа.

В воздухе почти весь кислород диссоциирует раньше, чем начинается диссоциация азота, поэтому полная теплота рекомбинации I_D либо равна теплоте диссоциации кислорода I_0^0 (когда концентрация атомов во внешнем потоке $c_{Ae} < 0{,}23$), либо $I_D = I_0^0 \cdot 0{,}23 + I_N^0 (c_{Ae} - 0{,}23)$, когда $c_{Ae} > 0{,}23$.

При переходе газа через ударную волну энтальпия торможения сохраняется неизменной, хотя температура газа может меняться во много раз. Параметры за прямым скачком уплотнения связаны с характеристиками набегающего потока следующими соотношениями:

$$I_0' = I_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2\right);$$

$$p_0' \approx p_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2\right)^{\left(\frac{k}{k-1}\right)},$$

где I_∞ и p_∞ — параметры невозмущенного набегающего потока.

2-4. Уравнения многокомпонентного ламинарного пограничного слоя Коэффициенты переноса. Параметры подобия

Если сжатый слой формирует газодинамическую картину обтекания тела, то пограничный слой у его поверхности, составляющий при обычных условиях лишь малую часть сжатого, определяет тепловые и диффузионные потоки к поверхности. В данном случае мы имеем в виду

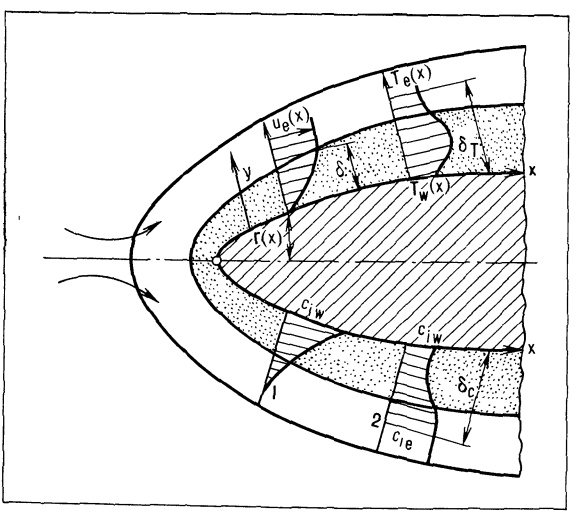


Рис. 2-2. Схема течения в пограничном слое. Профили скорости, температуры и концентраций.

1 — профиль концентрации вдуваемых компонент; *2* — то же для компонент набегающего потока.

лишь конвективный теплообмен, оставляя пока в стороне вопрос об излучении газа и радиационном теплообмене.

Понятие пограничного слоя, под которым подразумевается тонкий вязкий слой вблизи тела, обтекаемого газом или жидкостью (рис. 2-2), было впервые введено Прандтлем. Основной постулат теории пограничн-

ного слоя сводится к тому, что на некотором расстоянии δ от поверхности тела, которое существенно меньше размеров самого тела L, происходит увеличение скорости течения от нуля (на поверхности) до некоторого максимального значения u_e (на внешней границе пограничного слоя). Рассматривая с аналогичных позиций общий случай обтекания тела высокотемпературным, химически активным многокомпонентным потоком, предположим, что не только вязкость, но и теплопроводность и диффузионный перенос проявляются только в пределах ограниченных тонких слоев, прилегающих к поверхности тела, вне этих слоев существует лишь конвективный перенос массы и энергии в направлении основного потока. Тем самым мы приходим к заключению о существовании в общем случае трех различных пограничных слоев: динамического, теплового и диффузионного, каждый из которых характеризуется своей толщиной δ, $\delta_т$ и δ_c (рис. 2-2).

Этот постулат теории пограничного слоя многократно проверен непосредственными измерениями профилей скорости, температур и концентраций. Кроме того, результаты измерений суммарных аэродинамических и теплообменных характеристик обтекания тела потоком хорошо совпадают с данными расчетов, выполненных с помощью уравнений пограничного слоя.

Обычно уравнения пограничного слоя выводят из общих уравнений движения жидкости при некоторых упрощающих предположениях, вытекающих из основного постулата. Прежде всего предполагается, что все три характерные толщины: динамического δ, теплового $\delta_т$, диффузионного (или концентрационного) слоев δ_c очень малы по сравнению с длиной тела и толщиной сжатого слоя.

Кроме того, будем считать:

все компоненты смеси газов ведут себя как идеальные газы;

течение в пограничном слое — установившееся, осесимметричное;

перенос излучения незначителен;

смесь газов приближенно бинарна, а эффекты термо- и бародиффузии несущественны по сравнению с концентрационной диффузией.

Относительно допущения о бинарности смеси сделаем некоторые пояснения. Согласно кинетической теории газов [Л. 2-9] скорость диффузии V_i i-й компоненты в n-компонентной смеси газов определяется:

$$\sum_{j=1}^{n} \frac{c_j}{M_j D_{ij}} (V_i - V_j) = \sum_{j=1}^{n} \frac{c_j}{M_j} \left(\frac{1}{c_j} \frac{\partial c_j}{\partial y} - \frac{1}{c_i} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right),$$

где $i \neq j$; M_i — молекулярная масса i-й компоненты; D_{ij} — бинарный коэффициент концентрационной диффузии компоненты i относительно j.

Принципиальная особенность процесса диффузии в многокомпонентной смеси состоит в том, что диффузионный поток любой компоненты зависит от градиента концентраций всех компонент, присутствующих в смеси.

Коэффициенты взаимной (бинарной) диффузии можно рассчитать по формуле

$$D_{12} = 2{,}6 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \frac{[(M_1 + M_2)/2M_1M_2]^{1/2}}{p\sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{(1,1)}}, \text{ см}^2/\text{с},$$

где T — температура, К; p — давление, 10^5 Па, M_1 и M_2 — молекулярные массы компонентов; σ_{12} — сечение столкновения при взаимодействии 1-й и 2-й молекулы, 10^{-10} м; $\Omega_{12}^{(1,1)}$ — интеграл столкновений, величина которого зависит от конкретной используемой функции межмолекулярного потенциала. Видно, что умеренные отличия молекулярных масс различных компонент от некоторого среднего значения слабо влияют на величину D_{12} (при условии близких значений поперечных сечений и интегралов столкновений). Соответствующие оценки показывают, что можно ввести допущение о бинарности смеси, т. е. разделить все компоненты на две группы: легкие и тяжелые. Например, в диссоциированном воздухе тяжелыми являются молекулы (O_2, N_2, NO), а легкими — атомы (O, N).

Таким образом, в соответствии с четвертым допущением в качестве первого приближения можно принять, что коэффициенты диффузии всех компонент равны. Поток диффундирующей массы компонент связан с градиентом концентрации законом Фика:

$$j_i = \rho_i V_i = -\rho D_{12} \frac{\partial c_i}{\partial y},$$

где D_{12} — коэффициент бинарной диффузии.

Естественно, что это соотношение можно применять только тогда, когда все легкие компоненты диффундируют в одном направлении.

Представляет также интерес расчет других коэффициентов переноса. Так, для определения вязкости газовой смеси на практике часто используют простую формулу

$$\mu = \left(\sum_i \frac{c_i}{\mu_i}\right)^{-1},$$

а для расчета теплопроводности

$$\lambda = 0{,}5 \left[\sum_i X_i \lambda_i + \left(\sum_i \frac{X_i}{\lambda_i}\right)^{-1}\right].$$

В дальнейшем анализе широко используется средняя теплоемкость замороженной смеси, которая определяется как

$$\bar{c}_p = \sum_i c_i \frac{\partial I_i}{\partial T} = \sum_i c_i c_{pi}.$$

Поскольку вывод уравнений многокомпонентного пограничного слоя приводится во многих монографиях [Л. 2-4, 2-5, 2-6], ограничимся их простой записью, сопроводив ее минимальными пояснениями. Если $r(x)$ — расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки тела (рис. 2-3), то уравнение сохранения массы и количества движения записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u r) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r) = 0; \tag{2-1}$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right); \tag{2-2}$$

$$0 = \frac{\partial p}{\partial y} \text{ или } p \equiv p_e(x).$$

Эти уравнения справедливы как для однородного газа, так и для многокомпонентной реагирующей смеси. В последнем случае необходимо записать уравнения сохранения не только для смеси в целом, но и отдельно для всех компонент:

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y}(\rho c_i V_i) + w_i, \tag{2-3}$$

где V_i — скорость диффузии i-й компоненты; w_i — скорость химической реакции, в которой участвует i-я компонента.

Несколько подробнее остановимся на уравнении сохранения энергии. Оно имеет ту же структуру, что и другие уравнения сохранения. В его правой части стоят тепловыделения, связанные с действием вязкостных сил (при больших скоростях течения), работой сил давления и химическими реакциями:

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + u\frac{\partial p}{\partial x} - \sum_i w_i I_i,$$

где q_y — поток энергии, обусловленный конвекцией, теплопроводностью и диффузией. Он равен:

$$q_y = \rho v I - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_i \rho_i V_i I_i.$$

Поток энергии $q_x = \rho u I$, так как в направлении оси x в приближении пограничного слоя учитывается только конвекция. Тогда уравнение энергии можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u I) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v I) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) - \sum_i \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i V_i I_i) + \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + u\frac{\partial p}{\partial x} - \sum_i w_i I_i.$$

Согласно приведенным в предыдущем параграфе соотношениям

$$dI = \sum_i I_i\, dc_i + \sum_i c_i\, c_{pi}\, dT = \sum_i I_i\, dc_i + \bar{c}_p\, dT,$$

где $\bar{c}_p$ — теплоемкость замороженной смеси (при неизменном химическом составе $dc_i = 0$). Отсюда

$$\frac{dT}{dy} = \frac{dI}{dy}\frac{1}{\bar{c}_p} - \frac{1}{\bar{c}_p}\sum I_i \frac{dc_i}{dy}.$$

В приближении Фика $\rho_i V_i = -\rho D_{ij}\dfrac{\partial c_i}{\partial y}$. В итоге окончательный вид уравнения энергии, записанного через энтальпии, окажется следующим:

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\lambda}{\bar{c}_p}\frac{\partial I}{\partial y}\right) + \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + u\frac{\partial p}{\partial x} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y}\left[-\frac{\lambda}{\bar{c}_p}\sum_i I_i \frac{\partial c_i}{\partial y} - (-\rho D_{ij})\sum_i I_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right] - \sum_i w_i I_i. \qquad (2\text{-}4)$$

Если принять пограничный слой химически замороженным, то в уравнениях (2-3) и (2-4) будут отсутствовать слагаемые, содержащие w_i.

Рассмотрим граничные условия уравнений (2-1)—(2-4).

В соответствии с теорией пограничного слоя значения переменных на внешней границе (при $y \to \infty$ или $y = \delta$, $\delta_т$, δ_c) считаются заданными:

$$u = u_e; \quad I = I_e; \quad c_i = c_{ie}. \qquad (2\text{-}5)$$

Вид граничных условий на поверхности зависит от постановки задачи. Если не учитывать процессы горения и вдува газа, т. е. считать поверхность тела непроницаемой, то для скорости на поверхности (u, v) используются обычные условия прилипания, а энтальпия и концентрации предполагаются известными:

$$u = v = 0; \quad I = I_w; \quad c_i = c_{iw}. \qquad (2\text{-}6)$$

Для понимания процессов в пограничном слое важно установить соотношение между характерными толщинами диффузионного, теплового и динамического слоев.

При выводе уравнений пограничного слоя широко используются оценки порядка величин отдельных слагаемых, входящих в эти уравнения.

При этом исходят из следующих предположений: x считается величиной того же порядка, что и характерный размер L, а y — того же порядка, что и толщина пограничного слоя δ. Составляющая скорости u вдоль оси x считается величиной порядка u_e. Инерционные члены счита-

ются одного порядка с вязкостными. Тогда из уравнения (2-2) следует

$$\frac{\rho u^2}{L} \sim \frac{\mu u}{\delta^2} \text{ и } \frac{\rho u \delta^2}{L\mu} = \left(\frac{\delta^2}{L^2}\right)\left(\frac{\rho u L}{\mu}\right) = 0(1);$$

$$\frac{\delta}{L} \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{\text{Re}}}, \text{ где } \text{Re} = \frac{\rho u_e L}{\mu}. \tag{2-7}$$

Безразмерный параметр Re называется числом Рейнольдса.

В тепловом пограничном слое конвективный перенос тепла соизмеримым с молекулярной теплопроводностью, поэтому

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} \sim \frac{\lambda}{\bar{c}_p} \frac{\partial^2 I}{\partial y^2} \text{ и } \frac{\lambda L}{\bar{c}_p \delta_т^2 \rho u_e} = \left(\frac{L}{\delta_т}\right)^2 \left(\frac{\lambda}{\mu \bar{c}_p}\right)\left(\frac{\mu}{\rho u_e L}\right) = 0(1);$$

$$\left(\frac{\delta}{\delta_т}\right) \sim \text{Pr}^{0,5}, \text{ где } \text{Pr} = \mu \bar{c}_p/\lambda. \tag{2-8}$$

Параметр Pr называется числом Прандтля.

И, наконец, в концентрационном пограничном слое диффузионные потоки массы соизмеримы с конвективными, поэтому

$$\rho u \frac{\partial c}{\partial x} \sim \rho D_{ij} \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \text{ и } \frac{\rho D_{ij} L}{\delta_c^2 \rho u_e} = \left(\frac{L}{\delta_c}\right)^2 \left(\frac{\rho D_{ij}}{\mu}\right)\left(\frac{\mu}{\rho u_e L}\right) = 0(1);$$

$$\left(\frac{\delta}{\delta_c}\right) \sim \text{Sc}^{0,5}, \text{ где } \text{Sc} = \frac{\mu}{\rho D_{ij}}. \tag{2-9}$$

Если сопоставить толщины теплового и диффузионного слоев, то можно установить другое соотношение:

$$\left(\frac{\delta_т}{\delta_c}\right) \sim \left(\frac{\text{Sc}}{\text{Pr}}\right)^{0,5} = \left(\frac{\lambda}{\rho D_{ij} \bar{c}_p}\right)^{0,5} = \text{Le}^{-0,5}, \tag{2-10}$$

где $\text{Le} = (\rho D_{ij} \bar{c}_p)/\lambda$ называется числом Льюиса.

Итак, соотношение толщин динамического, теплового и диффузионного пограничных слоев и характерного размера тела полностью определяется четырьмя безразмерными критериями — числами Рейнольдса, Прандтля, Шмидта (или Льюиса). Эти критерии, наряду с числом Маха, определяющим газодинамическую картину течения, называются также параметрами подобия. При одинаковых значениях соответствующих критериев в двух различных вариантах обтекания явления окажутся подобными.

Числа Pr, Sc и Le определяются термодинамическими и переносными свойствами газовой смеси, обтекающей тело, поэтому они могут существенно изменяться по толщине пограничного слоя и вдоль тела.

Для упрощения вычислений эти параметры для воздуха при атмосферном давлении иногда полагают постоянными $\text{Pr} \approx 0{,}7$; $\text{Sc} \approx 0{,}$

и $Le \approx 1{,}4$ или даже равными единице. Если принять смесь атомов и молекул равновесной, то в диапазоне температур от 3000 до 8000 К на высоте 35 км (отношение плотности воздуха на данной высоте к плотности на уровне моря $\rho/\rho_0 = 10^{-2}$) эти параметры для воздуха изменяются, как показано на рис. 2-3.

Видно, что число Прандтля сравнительно слабо зависит от температуры, оставаясь меньше единицы. Числа Sc и Le в этом диапазоне температур изменяются вдвое. Это вызвано сильным влиянием диссоциации на плотность. При увеличении концентрации атомов от 0 до 1 плотность смеси уменьшается вдвое, теплоемкость и теплопроводность возрастают приблизительно на 25%, вязкость смеси практически остается неизменной.

Поскольку числа Прандтля, Льюиса или Шмидта в общем случае не равны единице, толщины трех указанных слоев не совпадают. Однако успешно развиваются теории и расчетные методики, в которых эти критерии приравниваются к 1, а затем уже вводятся поправки на их переменность и отличие от единицы. При этом удается существенно упростить проблему, избежав необходимости сложных численных расчетов. Немаловажно и то, что этот прием позволяет уяснить роль и значение

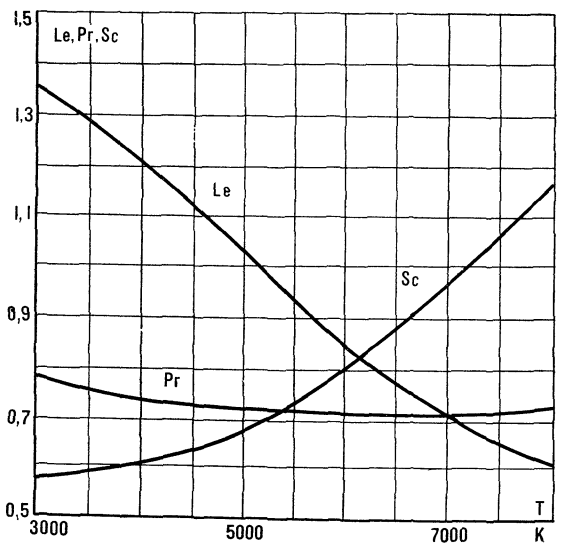


Рис. 2-3. Изменение чисел $Pr = \mu \bar{c}_p/\lambda$, $Sc = \mu/\rho D_{ij}$ **и** $Le = \rho D_{ij}\, \bar{c}_p/\lambda$ **в зависимости от температуры при** $\rho/\rho_0 = 10^{-2}$, ρ_0 **— плотность газа при нормальных условиях [Л. 2-5].**

каждого отдельного составляющего процесса с помощью так называемой аналогии между переносом массы и энергии. Тем не менее нельзя забывать, что при таком подходе приходится в некоторой мере жертвовать точностью, так как между различными эффектами в общем случае возникают нелинейные взаимодействия.

Аналогия между тепло- и массообменом и трением. Теплообмен в точке торможения. Каталитическая способность поверхности

Рассмотрим замороженный пограничный слой при нулевом градиенте давления и числах Прандтля и Шмидта, равных единице. Положив dp/dx и скорость образования химических компонент w_i равными нулю, а $\mathrm{Sc}=1$ ($\mu \equiv \rho D_{ij}$), получим, что уравнения (2-2) и (2-3) полностью подобны, а следовательно, должны быть подобны и приведенные профили скорости и концентрации

$$u/u_e = (c - c_w)/(c_e - c_w).$$

Несколько сложнее обстоит дело с профилем энтальпии. Уравнение сохранения энергии (2-4) в том виде, как оно записано, позволяет утверждать, что профили скорости и энтальпии подобны друг другу лишь при малых скоростях потока, когда можно пренебречь диссипативными составляющими.

Следовательно, термодинамическая энтальпия смеси $I = \sum_i c_i I_i$ полностью определяет перенос энергии лишь при малых (в частности, дозвуковых) скоростях обтекания тела. В общем случае вместо I необходимо использовать полную энтальпию или энтальпию торможения I'_0. Докажем это, проведя дополнительные преобразования (2-4). Умножим уравнение сохранения количества движения (2-2) на u и сложим его с уравнением сохранения энергии (2-4), заменив отношения физических параметров на соответствующие безразмерные критерии:

$$\rho u \frac{\partial I'_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I'_0}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial I'_0}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\frac{1}{\mathrm{Le}} - 1\right)\rho D_{il}\sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(1 - \frac{1}{\mathrm{Pr}}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right]. \qquad (2\text{-}11)$$

Здесь $I'_0 = I + u^2/2$. В окрестности критической точки можно считать, что энтальпия на внешней границе пограничного слоя полностью соответствует энтальпии торможения $I'_0 = I_e$, поэтому при $\mathrm{Le}=\mathrm{Pr}=1{,}0$:

$$\frac{u}{u_e} = \frac{I'_0 - I_w}{I_e - I_w} = \frac{c_i - c_{iw}}{c_{ie} - c_{iw}}. \qquad (2\text{-}12)$$

Полученная тройная аналогия (для аналогии между тепло- и массообменом — левая часть равенства — часто используют термин «аналогия Рейнольдса»), несмотря на принятые при ее выводе существенные допущения, широко используется при анализе как ламинарного, так и особенно турбулентного пограничных слоев и является, как показала практика, весьма эффективным расчетным средством. В общем случае

на основании численных решений ее можно уточнить. В частности, согласно [Л. 2-14]

$$\frac{\left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)_w}{I_e - I_w} = \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w}{u_e} \mathrm{Pr}_w^{0,3} F\left(\frac{dp_e}{dx}\right) = \frac{\left(\frac{\partial c_i}{\partial y}\right)_w}{c_{ie} - c_{iw}} \mathrm{Le}_i^{0,3}. \tag{2-13}$$

Функция $F(dp_e/dx)$ учитывает отличие градиента давления от нуля.

Особенностью теплообмена в пограничном слое при высоких температурах является участие в переносе тепла атомов и ионов, образующихся в результате диссоциации и ионизации. Они диффундируют в области меньшей атомарной и ионной концентрации, где рекомбинируют, перенося тем самым энергию к поверхности. При определенных условиях выделившаяся в результате рекомбинации энергия может превысить поток тепла к стенке за счет теплопроводности. Таким образом, величину конвективного теплового потока к поверхности тела можно записать следующим образом:

$$q_y|_{y=0} = q_0 = -\left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i c_i \rho V_i I_i\right]_{y=0}.$$

Выражая температуру смеси через энтальпию и используя закон Фика, получаем соотношение:

$$q_0 = -\left[\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial I}{\partial y} - \rho D_{ij}\left(1 - \mathrm{Le}^{-1}\right) \Sigma I_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right]_{y=0}. \tag{2-14}$$

Видно, что при числе $\mathrm{Le}=1$ независимо от скорости химических реакций в пограничном слое (и, в частности, и в замороженном, и в равновесном) при одинаковых условиях на стенке

$$q_0 = -\frac{\lambda}{c_p}\left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)_{y=0}.$$

Учитывая, что градиенты энтальпии торможения и термодинамической энтальпии на стенке равны:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)_{y=0} = \left(\frac{\partial I_0'}{\partial y}\right)_{y=0},$$

и используя аналогию (2-12), имеем:

$$-q_0 = \frac{\lambda}{c_p}\left(\frac{\partial I_0'}{\partial y}\right)_0 = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0}{u_e}(I_e - I_w) = \frac{\tau_w}{\mathrm{Pr}_w u_e}(I_e - I_w), \text{ где } \tau_w = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0.$$

Таким образом, приходим к зависимости между суммарными параметрами: тепловым потоком и трением.

В инженерной практике широко используется модификация формулы Ньютона для теплового потока $q_0=(\alpha/c_p)_0(I_e-I_w)$. Коэффициент теплообмена $(\alpha/c_p)_0$ связан с касательным напряжением и скоростью u_e формулой

$$(\alpha/\bar{c}_p)_0 = \tau_w/(\mathrm{Pr}_w u_e). \tag{2-15}$$

Интенсивность массообмена можно описать формулой, аналогичной формуле Ньютона, используя понятие коэффициента массообмена β_0:

$$j_w = \rho c_i V_i|_{y=0} = \beta_0 (c_{ie} - c_{iw}) = -\rho D_{ij} \left(\frac{\partial c_i}{\partial y}\right)_{y=0}.$$

Вновь обращаясь к уравнению (2-12), выразим аналогию между тепло- и массообменом в следующем виде:

$$\frac{q_0 \frac{\bar{c}_p}{\lambda}}{I_e - I_w} = \frac{j_w}{\rho D_{ij}(c_e - c_w)}.$$

Проведя преобразования, получим:

$$\left(\frac{\alpha}{\bar{c}_p}\right)_0 \left(\frac{\bar{c}_p}{\lambda}\right) = \frac{\beta_0}{\rho D_{ij}} \text{ или } \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 = \frac{\beta_0}{\mathrm{Le}}. \tag{2-16}$$

Полагая число $\mathrm{Le}=(\rho D_{ij}\bar{c}_p)/\lambda=1$, имеем:

$$\left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 = \beta_0. \tag{2-17}$$

Нетрудно получить и безразмерный вид аналогии Рейнольдса (2-15). Для этого необходимо ввести безразмерные коэффициенты теплообмена St — число Стентона и трения c_τ:

$$\mathrm{St} = \frac{q_0}{\rho_e u_e (I_e - I_w)} = \frac{(\alpha/c_p)_0}{\rho_e u_e}; \quad c_\tau = \frac{\tau_w}{\rho_e (u_e^2/2)}.$$

Используя уравнение (2-15) и полагая $\mathrm{Pr}=1$, получаем:

$$\mathrm{St} = \frac{(\alpha/c_p)_0}{\rho_e u_e} = \frac{\tau_w}{u_e^2 \rho_e} = \frac{1}{2} c_\tau.$$

В итоге аналогия Рейнольдса принимает вид:

$$\mathrm{St} = 0{,}5 c_\tau. \tag{2-18}$$

Получим еще одну критериальную зависимость, в этот раз для безразмерного коэффициента теплообмена — числа Нуссельта $\mathrm{Nu}=\alpha L/\lambda$.

Для толщины динамического пограничного слоя δ мы получили раньше оценку $\delta \approx L\mathrm{Re}^{-0,5}$. Трение на стенке τ_w пропорционально $\mu(\partial u/\partial y) \approx \approx \mu(u_e/\delta)$. Учитывая, что

$$(\alpha/c_p)_0 = \tau_w/(\mathrm{Pr}_w u_e) \text{ и } \mathrm{Pr} = 1,$$

получаем:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{\tau_w \bar{c}_p L}{\mathrm{Pr}_w \lambda u_e} \sim \left(\frac{\mu u_e}{\delta}\right)\left(\frac{\bar{c}_p L}{\lambda u_e}\right) = \left(\frac{\mu \bar{c}_p}{\lambda}\right)\frac{L}{\delta} \sim 1\,\mathrm{Re}^{0,5}$$

или

$$\mathrm{Nu}/\sqrt{\mathrm{Re}} = \text{const}. \tag{2-19}$$

Константу пропорциональности в этом уравнении можно найти только на основании численных расчетов.

Наиболее обстоятельные расчеты теплообмена в окрестности точки торможения затупленного тела провели Фей и Ридделл [Л. 2-7]. Они показали, что для воздуха в широком интервале изменения энтальпии набегающего потока критериальная зависимость для теплообмена может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\sqrt{\mathrm{Re}}} = 0{,}763\,\mathrm{Pr}_w^{0,4}\left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_w \mu_w}\right)^{0,4}\left\{1 + (\mathrm{Le}^n - 1)\frac{I_D}{I_e}\right\}, \tag{2-20}$$

где показатель степени n при числе Льюиса зависит от степени термохимического равновесия в пограничном слое. Если слой замороженный ($w=0$), то $n=0{,}63$, а если в каждой точке устанавливается термодинамическое равновесие, то $n=0{,}52$. Теплота диссоциации I_D определяется разностью концентраций атомов на внешней границе пограничного слоя и на стенке, а также теплотой образования атомов I_A^0:

$$I_D = I_A^0(\alpha_e - \alpha_w).$$

Приведенные закономерности позволяют сделать два важных вывода: во-первых, теплообмен при обтекании тела воздухом в условиях термодинамического равновесия количественно сравнительно слабо отличается от теплообмена в замороженном пограничном слое, это различие отражается величиной показателя степени при числе Льюиса;

во-вторых, поправки на переменность физических свойств и отличие чисел Pr и Le от 1 можно вводить в виде сомножителей.

В размерном виде выражение для теплового потока с учетом данных § 2-2 записывается как

$$q_0 = 0{,}763\,\mathrm{Pr}_w^{0,6}(\rho_e \mu_e)^{0,4}(\rho_w \mu_w)^{0,1}(du_e/dx)^{0,5}\left[1 + (\mathrm{Le}^n - 1)\frac{I_D}{I_e}\right](I_e - I_w). \tag{2-21}$$

Следует особо подчеркнуть слабую зависимость коэффициента теп лообмена $(\alpha/c_p)_0 = q_0/(I_e - I_w)$ от температуры поверхности. Это нахо дит свое отражение в малой величине показателя степени при произве дении $(\rho\mu)_w$ в формуле (2-21) (число Pr практически не зависит от T_w)

Таким образом, при заданной форме тела и, следовательно, извест ном (du_e/dx) погрешность расчета теплового потока может быть вызва на лишь ошибками в расчете произведения $(\rho\mu)_e$ при температуре набе гающего газового потока T_e. На рис. 2-4 иллюстрируется уровень воз можного отклонения величин μ_e в зависимости от принятой схем расчета. Вероятная ошибка при высоких T_e составляет почти $\pm 30\%$ Отсюда разброс расчетных значений теплового потока, приводимых раз личными авторами, составляет примерно 20%. Заметим, что и погреш ность имеющихся экспериментальных данных имеет тот же порядок

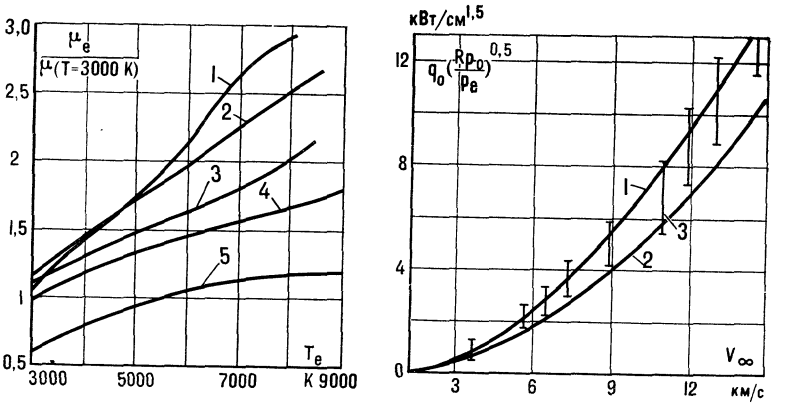
Для примера приведем результаты расчетов и экспериментов из ра боты Фенстера [Л. 2-10], который, кстати, учитывал дополнительно

Рис. 2-4. Зависимость безразмерной вязкости воздуха (отнесенной к вязкости по Сазерленду при $T=3000$ К) от температуры при давлении $p_e = 10^5$ Па.

1 — расчет по Йосу; *2* — то же по Варгафтику; *3* — то же по потенциалу Леннарда-Джонса; *4* — то же по формуле Сазерленда; *5* — то же по модели твердых сфер [Л. 2-5].

Рис. 2-5. Зависимость теплового потока от скорости полета.

1 — замороженный пограничный слой; *2* — равновесный; *3* — экспериментальные данные [Л. 2-10].



ионизацию (рис. 2-5). Отличие от расчетов [Л. 2-7] имеется лишь в равновесном приближении, где учитывалась зависимость I_D от местной температуры в пограничном слое. Видно, что в замороженном пограничном слое расчетный тепловой поток может оказаться на 20% выше, чем в равновесном, однако экспериментальные данные заполняют все прост-

ранство между расчетными кривыми. Фенстер приводит следующие аппроксимационные зависимости: для замороженного случая $q_0(Rp_0/p_e)^{0,5} = 1{,}8\cdot10^{-8}V_\infty^{1,862}$, а для равновесного $q_0(Rp_0/p_e)^{0,5} = 0{,}88\cdot10^{-5}V_\infty^{1,95}$. Искомый параметр имеет размерность кВт/см^{1,5}, скорость полета выражена в м/с, радиус кривизны R — в см, а p_e и p_0 — в 10^5 Па, p_0 — давление на уровне моря.

Поскольку $(du_e/dx) \sim (1/R)$, то аэродинамический нагрев в окрестности точки торможения $q_0 \sim 1/\sqrt{R}$. Отсюда следует, что путем увеличения радиуса затупления носовой части тела можно уменьшить конвективный теплообмен в этой области. Все представленные расчеты относятся к случаю каталитической стенки, что соответствует полной рекомбинации атомов, диффундирующих к поверхности тела.

Но не все поверхности и не при всех условиях обтекания являются каталитическими по отношению к реакциям рекомбинации атомов. Наиболее важной с точки зрения переноса тепла и нагрева поверхности компонентой воздуха является кислород, поскольку его рекомбинация протекает в основном в низкотемпературной зоне около поверхности, тогда как атомы азота рекомбинируют вдали от стенки при больших температурах. Ясно, что некаталитичность в наибольшей мере проявляется в замороженном пограничном слое, когда у поверхности оказывается достаточное количество нерекомбинированных атомов. Если при этом концентрация атомов на стенке велика, то диффузия атомов из потока к стенке будет ослаблена и перенос химической энергии будет мал по сравнению с молекулярной теплопроводностью.

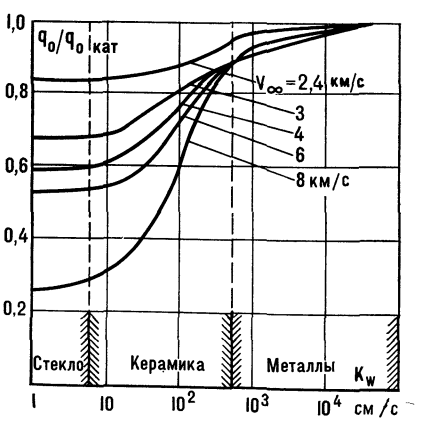


Рис. 2-6. Влияние скорости рекомбинации атомов кислорода K_w на теплообмен [Л. 2-21]. H=75 км, R=0,5 м, T_w=700 К.

Механизм рекомбинации довольно сложен; она определяется концентрацией атомов, плотностью газа в пограничном слое, энтальпией заторможенного потока, температурой поверхности, геометрией модели и каталитической активностью стенки. Количество тепла, освобождающееся при рекомбинации, можно уменьшить путем подбора поверхности с малой каталитической активностью. На рис. 2-6 иллюстрируется такая возможность уменьшения теплового потока (почти в четыре раза) за счет подавления рекомбинации на стенке в замороженном пограничном слое [Л. 2-21]. Видно, что стекло и керамика, обладающие низкой каталитической активностью по отношению к кислороду, наиболее благоприятны с точки зрения предотвращения рекомбинации на стенке. Увеличение раз-

меров аппарата и уменьшение высоты полета снижают эффект некаталитичности, поскольку при этом возрастает давление за ударной волной и пограничный слой приближается к равновесному.

Распределение теплового потока по поверхности тела. Теплообмен на плоской пластине в турбулентном пограничном слое. Влияние шероховатости на теплообмен и трение

На практике приходится изучать теплообмен тел различной геометрии, выбирать оптимальную форму поверхности при обтекании тела гиперзвуковым потоком газа, а также находить распределение теплового потока по поверхности. Соответствующий анализ проводится путем решения той же системы уравнений сохранения массы, количества движения, энергии, неразрывности каждой компоненты и уравнения состояния.

Расчет распределения тепловых потоков по поверхности тела произвольной геометрии является более сложной задачей, чем анализ теплообмена в окрестности точки торможения. Существует несколько путей решения подобных задач: интегральные методы, метод разложения в ряды, метод «локального подобия» и численные методы [Л. 2-11].

В случае обтекания сферы равновесно диссоциированным гиперзвуковым потоком воздуха и при отсутствии излучения имеется простая зависимость [Л. 2-12], хорошо описывающая распределение теплового потока (рис. 2-7):

$$q_0(x)/q_0(0) = 0{,}55 + 0{,}45 \cos(2\theta),$$

где θ — угол между радиусом затупления и осью симметрии.

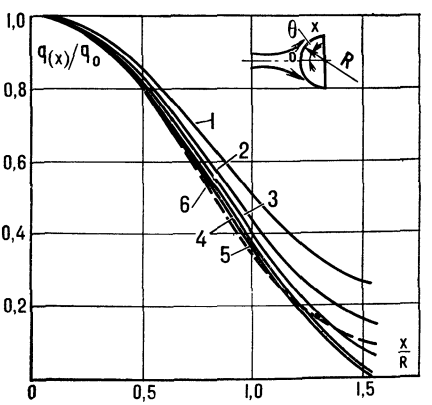


Рис. 2-7. Распределение конвективного теплового потока вдоль поверхности полусферы.
Данные [Л. 2-11]:
1 — $M_\infty = 2$; *2* — 3; *3* — 5; *4* — 10; *5* — M_∞
6 — расчетная формула [Л. 2-12].

В окрестности точки торможения максимум энтальпии приходится на внешнюю границу пограничного слоя. На боковой поверхности тела поток над пограничным слоем холоднее, чем в его внутренних слоях, где температура газа повышается за счет диссипации энергии движения и выделения тепла. Максимум температуры должен быть на теплоизолированной поверхности самого тела. Тем самым появляется необходимость введения так называемой энтальпии восстановления I_r. При числе Pr = 1, $I_r = I_0'$, а при Pr, отличном от единицы, энтальпия восстановления не соответствует энтальпии адиа-

батически заторможенного потока I_0'. Чем выше число Pr газа, тем ближе энтальпия восстановления I_r к I_0', поскольку отвод тепла и конвективное охлаждение стенки газом уменьшаются при увеличении вязкости (больше толщина пограничного слоя) и теплоемкости (медленнее падает температура газа), а также при уменьшении теплопроводности газа. Анализ показывает, что за определяющую энтальпию при расчете теплообмена на боковых поверхностях должна браться не энтальпия торможения, а энтальпия восстановления. При $I_w=I_r$ тепловой поток в стенку равен нулю.

В общем случае энтальпия восстановления равна:

$$I_r = I_\infty + r\frac{u_e^2}{2},\quad I_r = I_0'\frac{1+\omega r}{1+\omega},\quad \omega = u_e^2/2I_\infty.$$

Из этих соотношений следует, что на нагрев поверхности затрачивается не вся кинетическая энергия направленного движения газового потока, перешедшая в тепло, а только ее часть $r\frac{u_e^2}{2}$, где $r\leqslant 1$. Параметр r называется коэффициентом восстановления, причем он зависит главным образом от режима течения в пограничном слое и значения критерия Pr. Для газов при ламинарном течении $r=\mathrm{Pr}^{0,5}$, а при турбулентном $r=\mathrm{Pr}^{0,33}$.

Необходимо отметить, что у полусферы максимум нагрева наблюдается в точке торможения лишь при ламинарном пограничном слое. Если происходит переход к турбулентному течению, то максимальная интенсивность конвективного теплового потока имеет место в «звуковой» точке, т. е. в точке касания звуковой линией контура тела. Последнее обстоятельство связано с максимумом массовой скорости $(\rho u)_{\text{макс}}$ газового потока в звуковой точке, т. е. при $M=1$.

Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный происходит при критическом значении числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$.

Определение точки, вернее, зоны перехода осложняется большим количеством параметров, влияющих на него. Можно считать установленным, что критическое число Рейнольдса на теплоизолированной пластине зависит от числа Маха. Установлено также, что зона перехода может быть весьма протяженной и превосходить по длине участок с ламинарным режимом течения. Охлаждение стенки затягивает переход.

Опытным путем установлено, что на тонкой теплоизолированной пластине такой переход имеет место при $\mathrm{Re}_{\text{кр}}\approx 5\cdot 10^5$. В общем случае число Рейнольдса рассчитывают не по расстоянию вдоль поверхности, а по так называемой толщине потери импульса [Л. 2-3, 2-13] и принимают его критическое значение равным 200, кроме того, учитывают слабую зависимость $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$ от числа $M_e=u_e/a$.

Коэффициент теплообмена сильно зависит от режима течения. В переходной области с увеличением числа Рейнольдса он монотонно возрастает от величин, соответствующих ламинарному течению, до величин,

характерных для турбулентного потока. На рис. 2-8 показано измене ние коэффициента теплообмена при смене режима течения. В переход ной области коэффициент теплообмена описывается формулой

$$St = a\,Re^{0,8\div1,0},$$

где $St=\alpha/(c_p\rho_e u_e)$ — число Стентона, коэффициент $a=f(Re_{кр})$.

Для расчета теплообмена в турбулентной области течения использу ется большое число эмпирических методов, но все они не позволяют про водить экстраполяцию за пределы тех значений определяющих крите риев, для которых они получены. При определении коэффициент теплообмена α на плоской пластине с постоянной температурой использу ется эмпирическая формула [Л. 2-13]

$$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda_w} = 0{,}0296\,Re_w^{0,8}\left(\frac{T_w}{T_e}\right)^{0,39} Pr_w^{0,46}\left(1+\frac{k-1}{2}\,r M_e^2\right)^{0,11}.$$

Если при расчете теплового потока использовать разность энтали пий (вместо разности температур поперек пограничного слоя), то мож но получить достаточно надежные результаты и при наличии диссоциации набегающего газового потока.

Широко распространен метод, согласно которому предполагается, что местные характеристики пограничного слоя на теле произвольной формы можно рассчитывать по соответствующим формулам для плоской пластины.

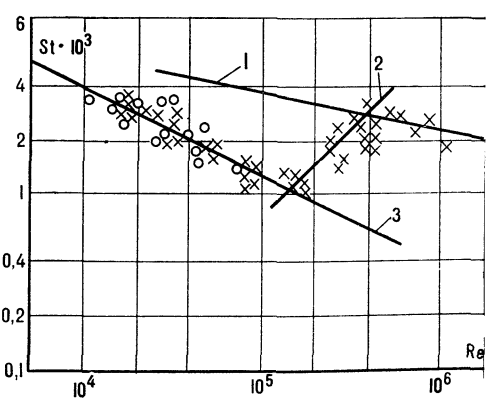
Для каждого сечения на поверхности рассматриваемого тела подбирается длина пластины $x_{эфф}$, на которой нарастает пограничный слой с той же толщиной потери импульса. Для сферы

$$x_{эфф} = \frac{\int_0^x \rho_e u_e r(x)^{5/4}\,dx}{\rho_e u_e r^{5/4}},$$

где r — расстояние от поверхности тела до оси симметрии.

Рис. 2-8. Сравнение расчетных зависимостей числ St от числа Re с экспериментальными данным при ламинарном, переходном и турбулентном р жимах течения.

1 — турбулентное течение, $St=0{,}029\,Re^{-0,2}Pr^{-0,}$ *2* — переходное течение; *3* — ламинарное течени $St=0{,}332Re^{-0,5}Pr^{-0,6}$ [Л. 2-13]. Физические пар метры взяты при температуре стенки.

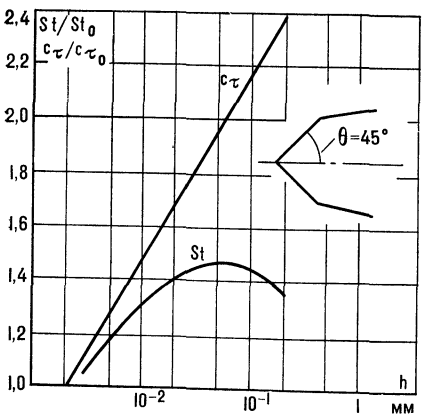


Заметим, что аналогичный метод используется и для ламинарног пограничного слоя, но при этом показатель степени при радиусе раве двум. Введение эффективной длины позволяет свести расчет теплооб мена на поверхности тела произвольной формы к простым критериаль ным соотношениям.

Определенные особенности имеет расчет трения и теплообмена на шероховатой поверхности. Шероховатость поверхности может ускорить переход к турбулентному режиму течения и привести к увеличению поверхностного трения и интенсификации конвективного теплообмена. В переходной области теплообмен также усиливается. При анализе трения, введя так называемую песочную шероховатость, удалось исключить из рассмотрения форму элементов шероховатости. Отношение высоты эквивалентной песочной шероховатости к толщине ламинарного подслоя является параметром, характеризующим степень ее влияния на величину трения. Если высота шероховатости меньше толщины подслоя, она не влияет на трение. В этом случае поверхность считается гладкой. Когда высота шероховатости значительно превышает толщину ламинарного подслоя, определяющим становится сопротивление формы шероховатости: при этом c_τ перестает зависеть от числа Re и определяется только высотой шероховатости. В промежуточной области c_τ зависит как от высоты шероховатости h, так и от Re. С увеличением местного числа Маха влияние шероховатости на трение уменьшается.

При исследовании теплообмена не удается найти эквивалентную характеристику формы шероховатости (подобную песочной), поэтому данные различных авторов, полученные на разных моделях, расходятся. Установлено, что в той области, где трение уже не зависит от числа Re, теплообмен все еще продолжает им определяться, т. е. аналогия Рейнольдса нарушается. Эксперименты при сверхзвуковых скоростях обтекания, показали, что рост шероховатости до определенного предела увеличивает тепловые потоки в 1,5—2 раза, при дальнейшем увеличении высоты выступов коэффициент теплообмена не меняется (рис. 2-9).

Рис. 2-9. Влияние высоты шероховатости h на относительные коэффициенты трения c_τ и теплообмена St [Л. 2-14].



Интересно отметить, что при чередовании гладких и шероховатых участков поверхности значения коэффициента теплообмена целиком определяются местными условиями, если длина участка составляет 2—3 толщины пограничного слоя.

При таком чередовании поверхностей быстро происходит установление режима течения, определяемого только локальной окрестностью рассматриваемой точки поверхности. Указанное обстоятельство важно иметь в виду при использовании встроенных датчиков в экспериментальных исследованиях.

ПЕРЕНОС ТЕПЛА ВНУТРИ ТЕПЛОЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ

Влияние теплового потока на зависимость температуры поверхности от времени

Исследование процессов нестационарного переноса тепла внутри теплозащитных покрытий необходимо в двух случаях:

при определении толщины теплоизолирующего слоя;

при расчете температуры внешней поверхности (и одновременно толщины унесенного слоя, если на этой поверхности допускается разрушение материала).

Конвективный или радиационный тепловые потоки, подведенные извне к поверхности теплозащитного покрытия, в общем случае поглощаются или рассеиваются за счет следующих эффектов:

$$q_0 + q_R = \alpha/c_p)_0 (I_e - I_w) + q_R = G_\Sigma \Delta Q_{\text{пл}} + \varepsilon\sigma T_w^4 + q_\lambda + q_{\text{вд}} + G_w \Delta Q_w, \tag{3-1}$$

где $G_\Sigma \Delta Q_{\text{пл}}$ — тепловой эффект плавления; $\varepsilon\sigma T_w^4$ — излучение с поверхности; q_λ — тепловой поток, идущий на прогрев внутренних слоев; $q_{\text{вд}}$ — тепло, отводимое за счет вдува; $G_w \Delta Q_w$ — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности.

В данном уравнении суммарный расход массы $G_\Sigma = G_w + G_g + G_{\text{пл}}$, т. е. складывается из массы вещества, образующейся при поверхностных превращениях, выделяющегося в толще покрытия газа, и массы, уносимой с пленкой расплава.

Две последние составляющие теплового баланса (3-1) однозначно определяются при задании расхода вдуваемых или газифицированных компонент материала G_w, который во многих случаях за-

висит лишь от внешних параметров [коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, энтальпии I_e и давления p_e] и температуры поверхности T_w. Здесь q_0 и q_R — конвективный и радиационный тепловые потоки к непроницаемой стенке, ε — степень черноты поверхности. Подробнее эти вопросы будут рассматриваться в последующих главах, посвященных пористому охлаждению и механизмам разрушения различных классов материалов. Величина q_λ зависит от температурного поля внутри покрытия, а также от коэффициента теплопроводности материала, как это следует из закона Фурье:

$$q_\lambda = -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_w, \tag{3-2}$$

где n — нормаль к поверхности тела.

Для решения поставленной задачи необходимо использовать более общее уравнение сохранения энергии в конденсированной фазе (уравнение теплопроводности), в котором должны быть учтены все процессы внутри теплозащитного покрытия, связанные с поглощением или выделением тепла.

В практике расчетов теплозащитных покрытий используются многие соотношения, полученные теорией теплопроводности [Л. 3-1; 3-2]. В настоящей главе мы уделим внимание лишь тем задачам, которые не затронуты классической теорией и отражают специфику поведения теплозащитных материалов. В основном они сводятся к определению влияния теплового потока на характер изменения температуры поверхности, нахождения зависимости температурного поля внутри теплозащитного покрытия от скорости разрушения внешней поверхности и переменности теплофизических свойств, а также наличия внутренних физико-химических превращений.

Последовательность изложения будет соответствовать переходу от простых задач к более сложным, при этом все полученные результаты базируются на одномерном уравнении теплопроводности.

Такое допущение вполне правомерно, когда глубина прогрева или расстояние по нормали к поверхности, на котором срабатывается перепад температур T_w—T_0, существенно меньше расстояния вдоль поверхности, на котором происходит такое же изменение температуры. Очевидно, что подобное предположение несправедливо при резком изменении теплового потока q_0 вдоль поверхности тела или при достаточно высоких значениях коэффициента теплопроводности материала λ. На практике бывает достаточно, получив решение одномерного уравнения теплопроводности в нескольких точках тела, сопоставить градиент температуры по нормали к поверхности $(\partial T/\partial y)_{y=0}$ с изменением температуры вдоль нее $(\partial T_w/\partial x)$, чтобы убедиться, насколько применима в данном случае гипотеза одномерности прогрева.

При постоянных теплофизических свойствах, отсутствии физико-химических превращений в толще материала и на его поверхности тем-

пературное поле в покрытии описывается с помощью классическо уравнения теплопроводности [Л. 3-1, 3-2]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \qquad (3-$$

где $a=\lambda/(\rho c)$ — коэффициент температуропроводности материала; τ · время; y — координата, отсчитываемая от поверхности нагрева по но мали, направленной внутрь покрытия.

Пренебрегая излучением с внешней поверхности, вдувом и физик химическими превращениями, сведем баланс тепла (3-1) к простейш му граничному условию:

$$q_0(\tau) = q_\lambda = -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}. \qquad (3-$$

В качестве второго граничного условия примем, что начальная тем пература T_0 на достаточной глубине от поверхности нагрева сохраняет неизменной:

$$T(y \to \infty) \to T_0.$$

Это условие отвечает реальным требованиям к теплозащитным п крытиям, поскольку при нестационарном нагреве большую часть врем ни они должны иметь низкие температуры на внутренней стороне и лиш в конце работы допускается небольшое повышение температуры кон струкционной оболочки.

В качестве начального условия примем, что температура всех вну ренних точек покрытия равна T_0. В такой постановке задача позволя ет применить теорему Дюамеля классической теории теплопровод ности [Л. 3-1] и получить зависимость $T_w(\tau)$ при произвольном зада нии $q_0(\tau)$.

При некотором известном законе изменения теплового потока $q_0(\tau$ расчет разрушающегося теплозащитного покрытия в общем случае скла дывается из трех этапов: определения продолжительности прогрева ма териала до начала разрушения, расчета толщины унесенного слоя и, на конец, определения глубины прогретой зоны после уменьшения теплов го потока и прекращения уноса массы с внешней поверхности. Первы из этих этапов фактически сводится к определению времени достиж ния поверхностью некоторой характерной температуры разрушения T а также к расчету профиля температуры в теле в этот момент. Величи на T_p зависит от механизма разрушения данного класса теплозащитны материалов. Может случиться и так, что эта температура вообще не бу дет достигнута на внешней поверхности при заданных условиях нагрев Тогда как первый, так и третий этапы расчета в первом приближени могут быть решены методами данного параграфа.

Итак, не ограничивая общности анализа, можно допустить, что из менение теплового потока на поверхности неразрушающегося материа

ла с постоянными теплофизическими свойствами во времени описывается полиномом n-й степени:

$$q_0(\tau) = b_n \tau^n + b_{n-1} \tau^{n-1} + \cdots + b_1 \tau + b_0, \tag{3-5}$$

где n — целое число.

С помощью теоремы Дюамеля можно показать, что температура поверхности будет связана со временем соотношением [Л. 3-3]

$$T_w - T_0 = \frac{2\sqrt{a\tau}}{\lambda\sqrt{\pi}} \sum_{i=0}^{n} b_i \tau^i \sum_{m=0}^{i} (-1)^m \frac{C_i^m}{2m+1}, \tag{3-6}$$

где $C_i^m = \dfrac{i(i-1)\cdots(i-m+1)}{m!}$.

И наоборот, если известно, что температура поверхности изменяется во времени по закону

$$T_w = d_n \tau^n + d_{n-1} \tau^{n-1} + \cdots + d_1 \tau + d_0, \tag{3-7}$$

то для расчета теплового стока в покрытие пригодна формула:

$$q_0(\tau) = \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi a \tau}} \sum_{i=1}^{n} d_i \tau^i \sum_{m=0}^{i} \frac{(-1)^{m+1} m C_i^m}{2m-1}. \tag{3-8}$$

На практике можно ограничиться $n=3$, и тогда формулы (3-6) и (3-8) приобретают соответственно следующий вид:

$$T_w - T_0 = \frac{2\sqrt{a\tau}}{\lambda\sqrt{\pi}} \left[\frac{16}{35} b_3 \tau^3 + \frac{8}{15} b_2 \tau^2 + \frac{2}{3} b_1 \tau + b_0 \right]; \tag{3-9}$$

$$q_0(\tau) = \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi a \tau}} \left[\frac{8}{5} d_3 \tau^3 + \frac{4}{3} d_2 \tau^2 + d_1 \tau \right]. \tag{3-10}$$

Последнюю формулу удобно использовать при обработке калориметрических экспериментов в высокотемпературных газовых потоках. В тех случаях, когда калориметр представляет собой тонкую металлическую пластинку, помещенную на слой теплоизолятора, можно воспользоваться видоизменением формулы (3-10), описанным ниже.

Таким образом, не решая уравнения теплопроводности, можно оценить, будет ли достигнута на поверхности температура разрушения $T_р$. В частности, нетрудно получить и возможное время достижения температуры разрушения на поверхности. При постоянном тепловом потоке q_0 это время τ_T вычисляется по формуле:

$$\tau_T = \pi\lambda\rho c (T_р - T_0)^2/(4q_0^2),$$

тогда как при линейном $q_0 = b_1\tau$ величина τ_T равна

$$\tau_T^{3/2} = 3(T_p - T_0)\sqrt{\pi\lambda\rho c}/(4b_1).$$

Сравнивая расчетное значение T_w, полученное по уравнению (3-9), с и вестной величиной температуры разрушения материала, можно устан вить интервал времени $\Delta\tau$, в течение которого $T_w \geqslant T_p$. Этот период определяет продолжительность разрушения поверхностного слоя в пр цессе нестационарного нагрева.

Обращает на себя внимание более сильная зависимость от времен температуры поверхности T_w по сравнению с тепловым потоком [множ тель $\sqrt{\tau}$ в формулах (3-6) или (3-9)].

Немногим сложнее обстоит дело с расчетом профиля температур или с оценкой температуры на заданной глубине l (рис. 3-1). Если н поверхности тела или на некотором удалении от нее изменение темп ратуры описывается уравнением типа

$$T_1 - T_0 = d_3\tau^3 + d_2\tau^2 + d_1\tau, \qquad (3\text{-}1$$

то в любой плоскости полубесконечного покрытия, расположенной н большей глубине и удаленной от исходной на расстояние l, температур будет описываться следующим соотношением:

$$T_2 - T_0 = d_3\tau^3 A_3 + d_2\tau^2 A_2 + d_1\tau A_1. \qquad (3\text{-}1$$

Здесь множители A_i являются функциями только одного безразме ного критерия Фурье $\mathrm{Fo} = a\tau/l^2$ (рис. 3-1):

$$A_1 = \left(1 + \frac{1}{2\,\mathrm{Fo}}\right)\mathrm{erfc}\frac{1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} - \frac{1}{\sqrt{\pi\,\mathrm{Fo}}}\,e^{-1/(4\mathrm{Fo})};$$

$$A_2 = \left(1 + \frac{1}{\mathrm{Fo}} + \frac{1}{12\,\mathrm{Fo}^2}\right)\mathrm{erfc}\frac{1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} - \left(\frac{5}{3\sqrt{\pi\,\mathrm{Fo}}} + \frac{1}{6\sqrt{\pi}\,\mathrm{Fo}^{3/2}}\right)e^{-1/(4\mathrm{Fo})}; \quad (3\text{-}1$$

$$A_3 = \left(1 + \frac{3}{2\,\mathrm{Fo}} + \frac{1}{4\,\mathrm{Fo}^2} + \frac{1}{120\mathrm{Fo}^3}\right)\mathrm{erfc}\frac{1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} -$$

$$- \left(\frac{11}{5\sqrt{\pi}\,\mathrm{Fo}} + \frac{7}{15\sqrt{\pi}\,\mathrm{Fo}^{3/2}} + \frac{1}{60\sqrt{\pi}\,\mathrm{Fo}^{3/2}}\right)e^{-1/(4\mathrm{Fo})}.$$

Сопоставляя выражения (3-9) и (3-13), можно получить важные р комендации для оптимизации теплоизоляционного слоя. При заданно законе изменения теплового потока $q_0(\tau) = f_1(\tau)$ температура поверхн сти зависит от теплофизических свойств следующим образом:

$$(T_w - T_0) \sim \frac{\sqrt{a}}{\lambda} f_2(\tau).$$

Температура внутренних слоев при малых числах Фурье Fo связана с температурой поверхности

$$(T_2 - T_0) \approx (T_w - T_0)\,\mathrm{Fo} \sim \frac{\sqrt{a}}{\lambda}\,\frac{a}{l^2}\,f_3(\tau).$$

Отсюда следует, что при заданной толщине слоя l и заданном тепловом потоке $q_0(\tau)$ температура внутренней поверхности T_2 тем ниже, чем меньше параметр $\sqrt{a}/\rho c$. Учитывая зависимость T_2 от квадрата толщины слоя l, нетрудно показать, что минимум массы теплоизолирующего слоя связан с достижением минимального значения параметра $\sqrt{a}(\rho/c)$.

Если принять за глубину прогрева δ_T координату l, для которой разность температур $T_2 - T_0$ составляет 0,05 от разности $T_1 - T_0 = T_w - T_0$, то при различных законах изменения T_w получаем соотношения:

если $T_w = d_1\tau$, то $\delta_T = 2\sqrt{a\tau}$;

если $T_w = d_2\tau^2$, то $\delta_T = 1{,}7\sqrt{a\tau}$;

если $T_w = d_3\tau^3$, то $\delta_T = 1{,}5\sqrt{a\tau}$.

В общем случае $\delta_T \sim K\sqrt{a\tau}$, где множитель пропорциональности K тем больше, чем медленнее меняется температура внешней поверхности.

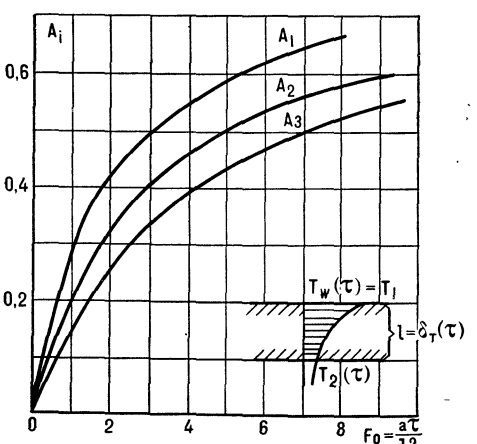


Рис. 3-1. Зависимость коэффициента A_i в уравнении (3-12) от числа Фурье Fo.

В пределе, когда температура поверхности близка к постоянному значению на протяжении всего времени теплового воздействия, множитель $K \approx 3$.

Приведенные в этом разделе формулы находят широкое применение в различных задачах инженерной практики. Приведем лишь два примера, не связанные с проблемой разрушающейся тепловой защиты.

1. Растекание тепла по теплопроводной оболочке от зоны повышенного теплоподвода.

Пусть тепловой поток, поступающий к тонкой теплопроводной оболочке толщиной δ, имеет ступенчатое распределение (рис. 3-2, *а*). Тогда элемент оболочки A будет перегрет и произойдет растекание тепла в боковых направлениях. Задавая произвольный закон изменения температуры $T_1(\tau)$ на границах элемента A в виде полинома (3-7), получим соответствующее ему распределение теплового потока от элемента A к элементам оболочки B в виде (3-8).

Тепловой баланс тонкой оболочки (элемента A рис. 3-2, *б*):

$$\delta L \frac{dT_1}{d\tau} - 2q_\lambda \delta = (q_A - q_B) L$$

позволит определить коэффициенты d_i полинома (3-7), если задать величины избыточного теплового потока $(q_A - q_B)$ для $(n+1)$ значений времени τ. Здесь n — порядок полинома, L — длина элемента оболочки A, а δ — его толщина.

Необходимо помнить, что T_1 избыточная температура элемента A по отношению к температуре остальной части поверхности оболочки.

2. Металлическая оболочка на теплоизолирующей подложке. Такая задача часто встречается на практике при расчете радиационной тепловой защиты или при калориметрировании высокотемпературных газовых потоков и радиационного нагрева (рис. 3-2, *в*).

Баланс тепла в металлической оболочке толщиной δ записывается в виде

$$q_w = (\rho c)_м \delta \frac{dT_м}{d\tau} + q_\lambda,$$

где q_w — подведенный тепловой поток; q_λ — утечки тепла в тепловую изоляцию; индексом «м» отмечены теплоемкость, плотность, толщина

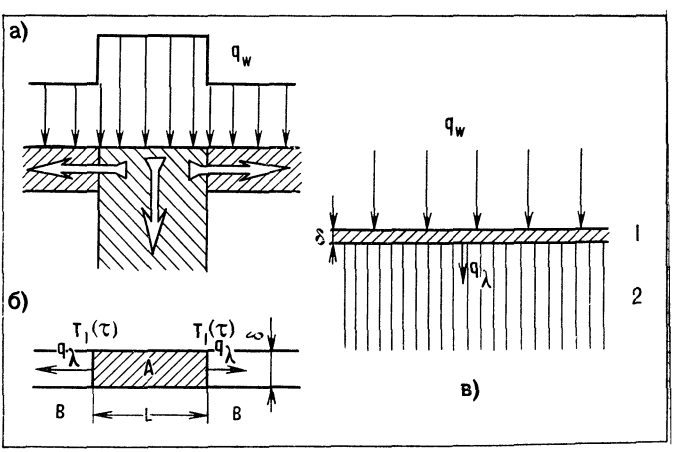


Рис. 3-2. Распределение теплового потока (*а*) и схема расчета температурного поля (*б*) при неравномерном подводе тепла; *в* — металлические оболочки на теплоизолирующей подложке.

1 — слой металла; *2* — теплоизолятор.

и температура металлической оболочки. Если полученную в эксперименте зависимость от времени температуры металлической оболочки $T_м(\tau)$ аппроксимировать с помощью полинома типа (3-7), то для задания утечки тепла $q_\lambda(\tau)$ можно воспользоваться соответствующим полиномом (3-8). Баланс тепла в металлической оболочке используется

далее для определения величины и закона изменения со временем подведенного к поверхности теплового потока $q_w(\tau)$ (задача о калориметре).

Можно решить и обратную задачу. По заданному $q_w(\tau)$ подобно тому как это выполнено в первом примере, определяются произвольные коэффициенты d_i в полиномах (3-7) и (3-8) для температуры поверхности и теплооттока q_λ.

При высоких температурах $T_м$ необходимо делать второе приближение, вычитая из q_w величину радиационного теплового потока от стенки $\varepsilon\sigma T_м^4$, найденную по температуре $T_м$, полученной в первом приближении.

3-2. Влияние уноса массы с поверхности на температурное поле внутри теплозащитного покрытия

Рассмотрим задачу о переносе тепла в полубесконечном теле, поверхность которого разрушается при постоянной температуре, причем каждый килограмм унесенной массы поглощает некоторое заданное количество тепла ΔQ. Эта модель, несмотря на идеализацию постановки, несет в себе все основные черты нестационарного разрушения реальных теплозащитных покрытий, она особенно удобна при разработке методики стендовых экспериментов и обработке их результатов. Достоинство модели обусловлено прежде всего малым числом определяющих параметров, позволяющих обойтись небольшим числом результирующих зависимостей (чаще всего представленных в графическом виде), построенных на основании численных расчетов. Следует подчеркнуть при этом важность правильного выбора системы определяющих параметров для упрощения всех последующих расчетов.

Физическим прототипом данной расчетной модели является процесс оплавления кристаллических веществ при интенсивном аэродинамическом нагреве (рис. 3-3). В самом характере нагрева четко различаются два периода. В первом при $\tau<\tau_T$ температура поверхности монотонно возрастает, пока не достигнет температуры разрушения $T_р$. На этом отрезке задача ничем не отличается от рассмотренных в предыдущем параграфе. В частности, с их помощью легко рассчитать время достижения начала разрушения τ_T, а также профиль температуры в теле, который сформируется к этому моменту.

Достигнув температуры разрушения, кристаллические вещества плавятся и практически мгновенно сносятся в виде тончайшей жидкой пленки набегающим потоком газа. Небольшие толщины пленки расплава на кристаллических телах обусловлены низкой вязкостью расплава. Температура внешней поверхности пленки практически не отличается от температуры разрушения $T_р$, соответствующей внутренней границе пленки расплава. Как температура разрушения, так и сопровождающий его тепловой эффект ΔQ остаются постоянными во всем интересующем практику диапазоне тепловых потоков.

В нашем анализе мы ограничимся двумя случаями изменения внешних условий, характерными для практики проведения стендовых экспериментов. В первом случае будем предполагать постоянство подводимого извне теплового потока — граничное условие II рода в классической теории теплопроводности [Л. 3-1]:

$$q_0 = q_1 = \text{const}.$$

Во втором примем постоянство коэффициента теплообмена и температуры набегающего потока T_e, что соответствует граничным условиям III рода в классической теории теплопроводности, т. е.

$$q_0 = \alpha (T_e - T_w) = q_2.$$

При постоянных теплофизических свойствах материала в неподвижной системе координат уравнение сохранения энергии в конденсированной фазе имеет тот же вид, что и уравнение (3-3). Тепловой баланс на внешней поверхности тела запишется как

$$q_0 = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=S(\tau)} + \rho v_\infty \Delta Q, \tag{3-14}$$

где линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности v_∞

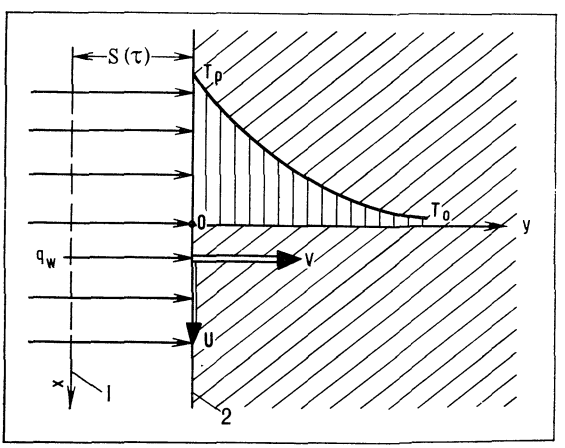


Рис. 3-3. Модель оплавляющегося тела с постоянной температурой поверхности T_p =const.

1 — начальное положение поверхности тела; *2* — текущее положение разрушающей поверхности тела; *О* — точка торможения.

связана с координатой этой поверхности в неподвижной системе отсчета следующими соотношениями:

$$v_\infty = \frac{dS}{d\tau} \quad \text{или} \quad S = \int_0^\tau v_\infty \, d\tau. \tag{3-15}$$

В начальный момент времени $\tau=0$ и в последующем на достаточном удалении от внешней поверхности ($y\to\infty$) температура тела предполагается постоянной и равной T_0.

Учитывая, что по достижении температуры разрушения $T_р$ тепловой поток в обоих рассматриваемых случаях перестает изменяться, нетрудно показать, что линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности v_∞, постепенно увеличиваясь, должна достигнуть своего постоянного (стационарного) значения $v_\infty|_{\tau\to\infty}\to\bar{v}_\infty$. Поскольку этот переходный процесс закончится лишь через бесконечно большой отрезок времени, то обычно говорят не о стационарных, а о так называемых «квазистационарных» параметрах разрушения. Соответственно можно указать такое время τ_v, по прошествии которого скорость разрушения v_∞ приблизится к стационарному значению $\bar{v}_\infty$ с точностью до некоторого заданного $\Delta\varepsilon$ (на практике обычно принимают $\Delta\varepsilon=0{,}1\,\bar{v}_\infty$).

Аналогичный подход можно использовать и при анализе глубины прогрева теплозащитного покрытия δ_T, под которой мы понимаем расстояние от поверхности разрушения до некоторой изотермической поверхности, имеющей температуру T_b, при этом $T_b-T_0=0{,}1\,(T_р-T_0)$. Качественно характер установления этих трех важнейших параметров разрушения показан на рис. 3-4.

Введем новую систему отсчета времени

$$t=\frac{\tau}{\tau_T}-1,\quad t\geqslant 0, \tag{3-16}$$

в которой $t=0$ соответствует начальному моменту разрушения.

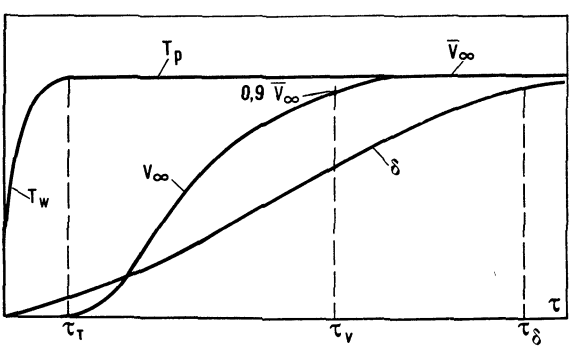


Рис. 3-4. Характер установления квазистационарных значений температуры поверхности T_w, скорости уноса массы v_∞ и глубины прогрева δ_T.

τ_T — время установления температуры разрушения; τ_v — время установления постоянной скорости разрушения; τ_δ — время установления постоянной глубины прогрева.

Для того чтобы исключить необходимость задания граничного условия на перемещающейся поверхности, введем безразмерную координату

$$z=\frac{y-S(\tau)}{\sqrt{a\tau_T}},\quad z\geqslant 0. \tag{3-17}$$

При всех $t \geqslant 0$ значение $z=0$ соответствует поверхности разрушения. Введем далее безразмерные температуру θ, скорость перемещения разрушающейся поверхности μ и некоторый параметр тепловой эффективности разрушающегося материала m:

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_р - T_0}; \quad \mu = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\rho \Delta Q}{q_0} v_\infty; \tag{3-18}$$

$$m = \frac{c(T_р - T_0)}{\Delta Q}. \tag{3-19}$$

Последний определяет соотношение энергоемкостей двух протекающих в теле процессов: нагрева материала от начальных условий до температуры разрушения и собственно разрушения.

С учетом сделанных замен уравнение (3-3) примет вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + v_\infty \sqrt{\frac{\tau_T}{a}} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \tag{3-20}$$

Дальнейшие преобразования удобно сделать применительно к отдельным типам граничных условий. Рассмотрим сначала случай постоянного теплового потока: $q_0 = q_1 = \text{const}$.

Из уравнения (3-9) с учетом (3-5) определим время τ_T:

$$\tau_T = \frac{\pi}{4} \frac{\lambda \rho c}{q_1^2} (T_р - T_0)^2 = \frac{\pi a}{4} \left(\rho \frac{\Delta Q}{q_1} m \right)^2. \tag{3-21}$$

Окончательная запись уравнения, начального и граничных условий представляются теперь в следующем виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \mu m \frac{\partial \theta}{\partial z}; \tag{3-22}$$

при

$$z = 0; \quad \mu = \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \left. \frac{\partial \theta (t, z)}{\partial z} \right|_{z=0}; \quad \theta (t, 0) = 1;$$

при

$$z \to \infty; \quad \theta (t, \infty) \to 0;$$

при

$$t = 0; \quad \theta (0, z) = \sqrt{\pi}\, \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2} \right).$$

Баланс тепла на внешней границе в новых переменных записывается как условие определения скорости уноса массы $\mu(t)$. Уравнения и граничные условия (3-22) свелись к виду, содержащему всего один пара-

метр m, поскольку все другие характеристики материала и условий нагрева вошли в масштаб времени τ_T, а также масштабы длины и температуры. В связи с этим требуется весьма ограниченный объем численных расчетов для того, чтобы определить параметры нестационарного разрушения любых твердых веществ при разнообразных условиях аэродинамического (или радиационного) нагрева.

Режим квазистационарного разрушения как предельное состояние, при котором температурный профиль в подвижной системе координат перестает изменяться со временем, может быть описан уравнениями (3-22), в которых $\partial\theta/\partial t \to 0$. При $m \neq 0$ существует решение:

$$\theta = \exp\left[-m\bar{\mu}z\right],\ \mu\,(t\to\infty)\to\bar{\mu} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\,(1+m)}$$

или

$$\frac{\bar{T}-T_0}{T_p-T_0} = \exp\left(-\frac{\bar{v}_\infty y'}{a}\right);\ \bar{v}_\infty = \frac{m}{m+1}\,\frac{q_1}{\rho c\,(T_p-T_0)}, \tag{3-23}$$

где $y' = y - S(t)$.

Параметры с чертой соответствуют квазистационарному состоянию. Видно, что при $m \to 0$ мы получаем тривиальное решение с нулевой скоростью уноса массы.

В случае граничного условия III рода, когда тепловой поток линейно зависит от температуры поверхности T_w и, кроме того, определяется еще двумя «внешними» параметрами T_e и α, требуется введение двух безразмерных критериев. Помимо m решение задачи определяется также критерием Тихонова [Л. 3-1] $\varkappa = \dfrac{\alpha\sqrt{a\tau_T}}{\lambda}$.

Соответственно время установления на поверхности температуры разрушения T_p в этом случае рассчитывается с помощью следующей системы уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \bar{\tau}_T &= \frac{\varkappa^2\lambda\rho c}{\alpha^2}, \\ e^{\varkappa^2}\operatorname{erfc}\varkappa &= 1 - \frac{T_p-T_0}{T_e-T_0}. \end{aligned}\right\} \tag{3-24}$$

На рис. 3-5 представлен график зависимости $(T_p-T_0)/(T_e-T_0)$ от параметра $\varkappa$; который позволяет при заданных значениях температуры разрушения материала T_p и температуры набегающего потока T_e легко определить параметр $\varkappa$, а по нему и время установления температуры разрушения τ_T по формуле (3-24).

Температурный профиль в момент $t=0$ имеет вид:

$$\theta\,(0, z) = \left[\operatorname{erfc}\frac{z}{2} - e^{\varkappa(z+\varkappa)}\operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2}+\varkappa\right)\right]\frac{T_e-T_0}{T_p-T_0},$$

а в уравнении сохранения энергии появляется множитель A

$$\frac{\partial t}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{\partial \theta}{\partial z}\frac{\mu m}{A}; \tag{3-25}$$

$$A = A(\varkappa) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{1-e^{-\varkappa^2}\operatorname{erfc}\varkappa}{\varkappa e^{\varkappa^2}\operatorname{erfc}\varkappa}.$$

Наличие множителя A физически объясняется отличием времени установления на поверхности температуры разрушения $T_р$ при истинном тепловом потоке $q_2=\alpha(T_e-T_w)$ от соответствующего значения τ_T при постоянном тепловом потоке $q_0=\alpha(T_e-T_р)$. Очевидно, что до тех пор пока $T_w<T_р$, тепловой поток q_2 больше постоянного значения q_0. Поэтому соответствующее время установления τ_T в случае граничных условий III рода должно быть несколько меньше.

Баланс тепла на разрушающейся поверхности в данном случае приобретает следующий вид:

$$\mu = \frac{\sqrt{\pi}}{2} + A\left.\frac{\partial\theta(t, z)}{\partial z}\right|_{z=0}. \tag{3-26}$$

Как и в случае $q_1=\text{const}$ при $m\neq 0$, существует квазистационарное решение при $t>t_\delta$. Интересно отметить, что квазистационарное значение $\bar{\mu}$ не зависит от $\varkappa$, в то же время уравнение баланса тепла на поверхности, из которого этот параметр вычисляется, содержит $A(\varkappa)$.

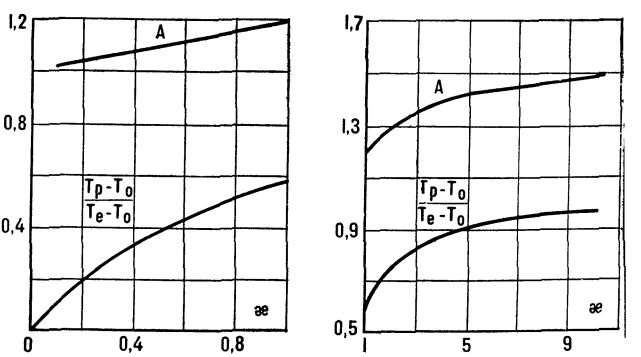


Рис. 3-5. Зависимость температурного фактора $(T_р-T_0)/(T_e-T_0)$ и сомножителя A от величины параметра $\varkappa$.

Для доказательства этого утверждения выпишем аналитическое решение уравнения (3-25) в том случае, когда температурный профиль перестает изменяться со временем (квазистационарное решение):

$$\bar{\theta}(z) = \exp\left[-m\bar{\mu}z/A\right]. \tag{3-27}$$

Сопоставляя (3-26) и (3-27), получаем, что при квазистационарном распределении температуры скорость $\bar{\mu}$ уноса массы не зависит от $\varkappa$:

$$\bar{\mu} = \sqrt{\pi}/[2(1+m)].$$

Таким образом, квазистационарное значение скорости уноса массы при любом из двух рассмотренных граничных условий (определений q) может быть описано уравнением типа (3-23) или производным от него соотношением

$$\rho \bar{v}_\infty = q_0/[c(T_p - T_0) + \Delta Q]. \tag{3-28}$$

Сравнивая (3-14) и (3-28), можно получить важное для дальнейшего анализа выражение для теплового потока q_λ, идущего на нагрев внутренних слоев теплозащитного покрытия в квазистационарном режиме разрушения:

$$q_\lambda = -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=S(\tau)} = \rho c \bar{v}_\infty (T_p - T_0). \tag{3-29}$$

Обратим внимание еще на одно обстоятельство, которое иллюстрируется данными рис. 3-6 и может быть также получено из анализа формул (3-23) или (3-27): с ростом скорости уноса массы глубина прогрева резко убывает. В режиме квазистационарного разрушения глубина прогрева может быть вычислена по формуле

$$\delta_T = -\frac{a}{\bar{v}_\infty} \ln [(\bar{T}_b - T_0)/(T_p - T_0)]. \tag{3-30}$$

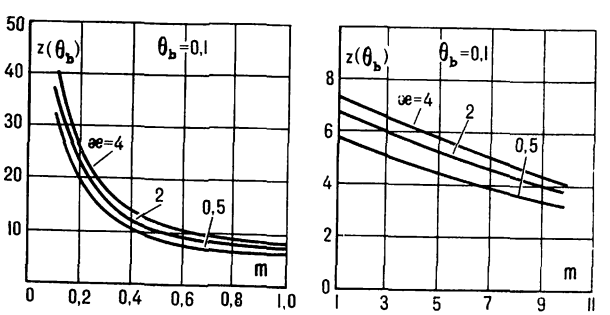


Рис. 3-6. Зависимость толщины прогретого слоя при квазистационарном разрушении тела в потоке газа от величины параметра тепловой эффективности материала m (увеличение m увеличивает квазистационарное значение скорости поверхностного разрушения $\bar{v}_\infty$).

Переходим к анализу численных результатов. Рассмотрим, как влияет перемещение внешней поверхности на температурное поле внутри теплозащитного покрытия.

При отсутствии уноса массы ($m=0$) рассматриваемая задача во многом напоминает так называемый «автомодельный» режим прогрева

К главе «МЕТОДЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ»

Отвлекаясь от тонких эффектов взаимодействия, можно считать, что тепловая защита — это определенный способ блокирования или уменьшения потока тепла от окружающей среды к поверхности тела. В высокоскоростных или высокотемпературных газовых потоках тепло передается за счет теплопроводности и диффузии в пограничном слое, примыкающем к телу. Навстречу потоку тепла со стороны тела выходит поток массы холодных газов, образовавшихся при разрушении поверхностного слоя тела либо специально поданных через пористую матрицу из внутренних резервуаров. Существенное уменьшение тепловых потоков к конструктивным элементам изделия можно получить также, применяя систему теплоизолирующих экранов (на схеме представлены два возможных типа таких экранов — в виде сот и спеченных шариков).

К главе «ПОРИСТОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ»

В основе многих способов тепловой защиты лежит принцип активного воздействия на подходящий к телу поток тепла. Это воздействие достигается за счет вдува относительно холодных газов через поверхность тела в пограничный слой набегающего потока. На схеме представлен разрез соплового блока энергетической установки, в которой использованы три различных способа охлаждения поверхности. В камере сгорания (дозвуковая часть) применяется завесное охлаждение, когда дискретные струи газа подаются по касательной к поверхности, оттесняя внешний высокотемпературный поток. Далее, в окрестности критического сечения сопла выгоднее использовать пористую вставку, через которую равномерно выталкивается (вдувается) газообразный или жидкий охладитель. И, наконец, сверхзвуковой раструб сопла, где интенсивность теплопередачи намного ниже, позволяет применить внутреннее охлаждение. Граница перехода от второго способа охлаждения к третьему сглаживается с помощью завесы.

в классической теории теплопроводности, когда температура внешней поверхности все время поддерживается на заданном постоянном уровне ($T_w = T_р$), а в теле распространяется тепловая волна и в любой момент времени профиль температуры описывается единой функцией $T/T_р = f(\xi)$, где $\xi = y/\sqrt{a\tau}$. В принятых нами безразмерных переменных этот режим должен соответствовать линейной зависимости от $\sqrt{t}$ координаты z любой изотермы $\theta_b = \text{const}$ (рис. 3-7).

В действительности, как это и учитывается в постановке задачи, постоянная температура $T_w = T_р$ устанавливается на поверхности не мгновенно, а по истечении времени τ_T. Поэтому к моменту $t = 0$ тело успевает

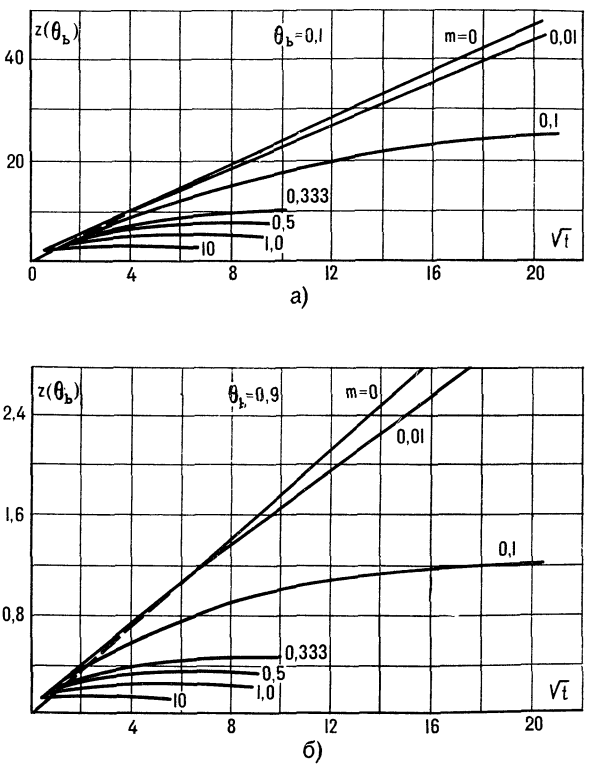


Рис. 3-7. Зависимость координаты z изотермы $\theta = \theta_b$ от безразмерного времени и параметра m при двух значениях θ_b.
а — $Q_b = 0{,}1$; *б* — $Q_b = 0{,}9$. — — — — автомодельный режим.

прогреться на определенную глубину. Другими словами координата изотермы $z(\theta_b)$ оказывается отличной от нуля и требуется определенный отрезок времени $t \leqslant t_\xi$, в течение которого произойдет сглаживание начального возмущения и режим прогрева станет близким к автомодельному (кривая $m = 0$ на рис. 3-7).

Как следует из рис. 3-8 параметр m однозначно определяет темп увеличения толщины унесенного слоя S со временем. Поэтому для последующего анализа можно считать величину m эквивалентной скорости уноса массы.

Даже небольшой унос массы с внешней поверхности (например, соответствующий кривой $m=0{,}1$ на рис. 3-8) приводит к перестройке температурного поля и отклонению его от автомодельного. Особенно сильно этот фактор проявляется в области высоких температур и при достаточно больших значениях безразмерного времени t. Например, на рис. 3-7 прослеживается отличие в характере установления квазистационарного значения координаты изотермы $\theta_b=0{,}1$ и $\theta_b=0{,}9$. Первая из них соответствует глубинным слоям материала, т. е. диапазону относительно малых температур, вторая характеризует подповерхностные, сильно нагретые слои. Еще заметнее эти генденции при анализе результатов «термопарных измерений». На рис. 3-9 приведены зависимости температуры от времени в нескольких, фиксированных относительно первоначальной поверхности точках y_c. При отсутствии уноса ($m=0$) температура в любой точке внутри покрытия асимптотически стремится к температуре внешней поверхности T_p или к $\theta=1$. Появление уноса массы, т. е. перемещение внешней поверхности, приводит к тому, что любая точка, ранее находившаяся в толще покрытия, в конце концов оказывается на внешней поверхности и соответствующая температурная кривая пересекается с прямой $\theta=1$. Тем не менее всегда можно указать такой отрезок времени нестационарного прогрева и такой интервал температур, в котором все зависимости $\theta(y_c)$ от $\sqrt{t}$ совпадают друг с другом, каков бы ни был унос массы.

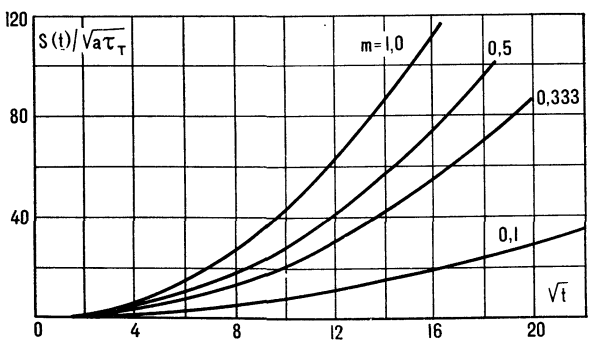


Рис. 3-8. Зависимость толщины унесенного слоя S от безразмерного времени t при нестационарном прогреве и разрушении в высокотемпературном потоке газа материалов различающихся параметром m (увеличение m уменьшает тепловую стойкость материала в потоке газа).

Переход от варианта с постоянным тепловым потоком $q_1=\text{const}$ к задаче с граничными условиями III рода $q_2=\alpha(T_e-T_w)$ не приводит к появлению принципиально новых результатов, поскольку, как это отмечалось выше, различие этих двух случаев в итоге в основном сводится к некоторому уменьшению времени установления температуры разру-

шения $\tau_т$. Параметр A, зависящий от $\varkappa$ и входящий в уравнения (3-25) и (3-26), превышает единицу не более чем в 1,5 раза (см. рис. 3-5). Именно этим объясняется, вероятно, то обстоятельство, что зависимость $\bar{\mu}(t)$ оказывается практически одинаковой в обоих рассмотренных выше случаях задания теплового потока на границе.

Некоторые выводы, полученные в настоящем параграфе, в последующем будут широко использоваться, причем для определения m удобно исходить из соотношения между $\bar{v}_\infty$ и m, вытекающего из уравнения (3-23):

$$\frac{1}{m} = \frac{q_0'}{\rho c \bar{v}_\infty (T_р - T_0)} - 1. \qquad (3-3$$

В общем случае под q_0' понимается суммарный тепловой поток к непроницаемой поверхности, имеющей температуру $T_р$:

$$q_0' = q_0 - \varepsilon\sigma T_р^4.$$

Конечно, результаты, полученные в этом параграфе, по оценке влияния поверхностного разрушения на температурное распределение внутри тела, могут быть распространены не только на случай оплавления, но и на другие механизмы разрушения. Важно только правильно интерпретировать определяющие параметры проблемы нестационарного прогрева. В частности, главный параметр тепловой эффективности разр

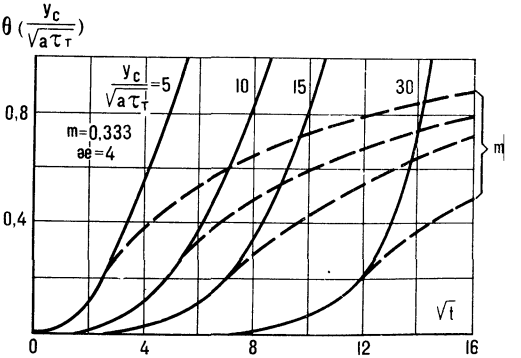


Рис. 3-9. Зависимость температуры θ от безразмерного времени t в фиксированных точках тела $y=y_c$.

шения m можно связать с эффективной энтальпией $I_{эфф}$ (см. гл. 5), которая является важнейшим критерием сравнения при квазистационарном разрушении: $(1/m) = \{I_{эфф}/[c(T_р - T_0)]\} - 1$. Тем самым удается перенести все представленные результаты на любой случай поверхностного разрушения теплозащитных материалов.

3-3. Характерные времена установления автомодельного и квазистационарного режимов прогрева

В классической теории теплопроводности широко используется понятие автомодельности прогрева, когда единственной переменной, определяющей процесс распространения тепла, становится безразмерное число Фурье $\mathrm{Fo}=a\tau/y^2$ или приведенная координата $\xi=y/\sqrt{a\tau}$. Преимущество такого подхода не только в уменьшении числа независимых переменных, но и в том, что позволяет отказаться во время экспериментов от определения зависимости температуры от координаты и фиксировать только ее изменение во времени, что является более простой задачей. Указанное положение лежит в основе соответствующих методик измерений теплофизических свойств материалов.

При наличии уноса массы с внешней поверхности появляется возможность достижения еще одного характерного режима прогрева — квазистационарного. Как показано в предыдущем параграфе, при постоянных параметрах внешнего воздействия (прежде всего теплового потока q_0) профиль температуры в теле в конце концов перестает изменяться во времени, если координату y' отсчитывать от разрушающейся поверхности $y'=y-\bar{v}_\infty\tau$. Этому моменту предшествует выход скорости разрушения на постоянное значение $\bar{v}_\infty$.

Важнейшей особенностью квазистационарного режима разрушения является то, что тепловой поток q_λ, идущий на прогрев внутренних слоев, уже не зависит от коэффициента теплопроводности вблизи поверхности, а полностью обусловлен теплосодержанием прогретого слоя, т. е. в квазистационарном режиме $q_\lambda=-\lambda\left.\dfrac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}=\rho_0\bar{v}_\infty c(T_\mathrm{p}-T_0)$.

В последующем будет показано, что при изменении теплоемкости с температурой следует пользоваться более точным соотношением

$$q_\lambda=\rho_0\bar{v}_\infty\int_{T_0}^{T_\mathrm{p}}c\,dT. \tag{3-32}$$

Это соотношение очень важно для анализа всей проблемы тепловой защиты, поскольку тем самым исключается необходимость решения уравнения сохранения энергии в конденсированной фазе и все можно свести, как показано ниже, к расчету баланса тепла (3-1), являющегося по существу уравнением для определения температуры поверхности

При решении многих практических задач всегда возникает вопрос, нельзя ли использовать закономерности, присущие автомодельному или квазистационарному режимам прогрева, для уменьшения математических трудностей, сопряженных с интегрированием уравнения теплопроводности. Ответ на этот вопрос связан с определением соотношения между продолжительностью реального процесса и некоторыми характерными временами установления: τ_T, τ_v, τ_δ, τ_ξ.

Под характерными временем установления понимается промежут времени, необходимый для достижения того или иного состояния и конкретного значения некоторого безразмерного параметра при зада ном режиме изменения внешних условий. Например, часто приходит определять, как долго продлится период нагрева до начала разрушен внешней поверхности теплозащитного покрытия при определенн законе изменения теплового потока. Используя связь температуры г верхности с тепловым потоком, подводимым извне, определяемую сос ношениями (3-5) и (3-6), нетрудно показать, что для нагрева повер ности теплозащитного покрытия от начальной температуры T_0 до те пературы разрушения $T_р$ потребуется следующий промежуток времен

при постоянном тепловом потоке $q_0=\text{const}$ величина τ_T определяе ся соотношением (3-21);

при наличии зависимости $q_0=b\tau^{1/2}$

$$\tau_T = 2(T_р - T_0)\sqrt{\lambda\rho c}/(\sqrt{\pi}b). \qquad (3-$$

Нетрудно получить аналогичные формулы для других условий н грева.

Если показано, что при заданных тепловых и газодинамических п раметрах внешней среды разрушение внешней поверхности теплозащи ного покрытия имеет место, то в этом случае следует оценить возмо ность использования соотношений, характерных для квазистационарн го режима прогрева. Прежде всего нужно определить время установлен этого режима τ_v.

Допустим, что в течение достаточно продолжительного периода вр мени тепловой поток на границе тела q_0 остается постоянным (так ж как и все другие «внешние» параметры).

Результаты расчетов, описанные в предыдущем параграфе этой гл вы, показали, что скорость разрушения $v_\infty(\tau)$ асимптотически стремит к некоторому постоянному значению $\bar{v}_\infty$, причем для любого заданно $\Delta\varepsilon>0$ можно указать такое τ_v, для которого

$$\left|\frac{\bar{v}_\infty - v_\infty(\tau)}{\bar{v}_\infty}\right| < \Delta\varepsilon.$$

Зависимость τ_v от $\Delta\varepsilon$ достаточно сильная: увеличение степени пр ближения к асимптоте с 0,1 до 0,05 требует увеличения времени нагр ва τ_v почти вдвое.

Обычно под τ_v понимают время установления скорости разрушен $v_\infty(\tau)$, отличающейся от стационарного значения $\bar{v}_\infty$ менее чем на 0,

На рис. 3-10 приведена зависимость $\sqrt{\bar{t}_v}$ от параметра m, опис ваемого соотношением (3-31), для $q_0=q_1=\text{const}$. Заметим, что эта ж кривая соответствует и второму из рассмотренных ранее случаев:

$$q_0 = q_2 = \alpha(T_e - T_w).$$

Переходя от безразмерного t_v к истинному времени τ_v, получаем:

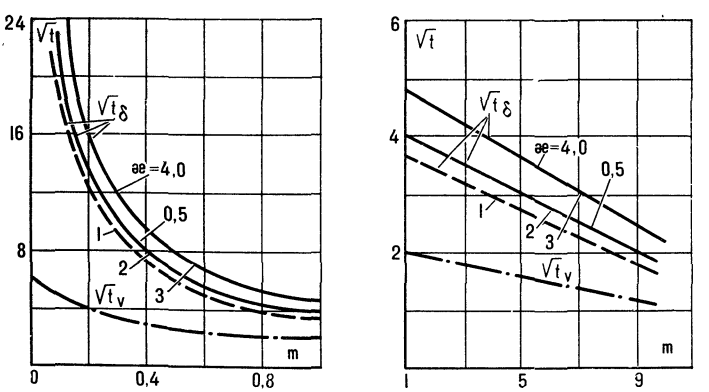
$$\tau_v = \frac{\lambda}{\rho c \bar{v}_\infty^2} f(m) \text{ или } \tau_v = \frac{\lambda \rho c}{q_0^2} (T_р - T_0)^2 F(m). \quad (3\text{-}34)$$

Вид функций $f(m)$ дан на рис. 3-11, *а*, вид функций $F(m)$ — на рис. 3-11, *б*.

В действительности тепловой поток, как и другие внешние параметры, может непрерывно меняться во времени, поэтому понятие о квазистационарном режиме разрушения требует дальнейшего обобщения. Если время установления постоянной скорости разрушения τ_v, вычисленное по фиксированному в любой момент времени $\tau = \tau_k$ значению q_0 или по q_0, определенному на базе измеренных в этот момент соответствующих внешних параметров, меньше, чем некоторое характерное время изменения самих внешних параметров, то можно говорить о существовании некоторого обобщенного квазистационарного режима разрушения на всем интервале нагрева. Иными словами, речь идет о возможности замены действительного процесса (например, реальной кривой $q_0(\tau)$) аппроксимирующей ступенчатой зависимостью. Для каждого уровня q_0 время установления τ_v должно быть меньше продолжитель-

Рис. 3-10. Зависимость безразмерных времен установления квазистационарной скорости разрушения t_v и глубины прогрева t_δ от параметров m и $\varkappa$.

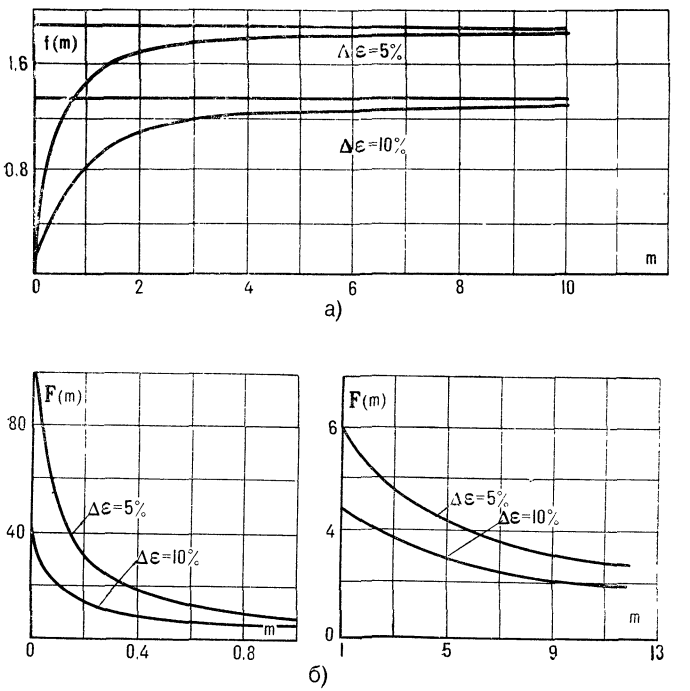
1 — $q_0 = \text{const}$; *2*, *3* — $q_0 = \alpha(T_e - T_w)$.



ности нагрева с данными постоянными условиями. Число ступеней зависит от амплитуды изменения внешних параметров. В первом приближении разбиение на ступени можно проводить таким образом, чтобы переход от одной ступени к другой изменял соответствующее им квазистационарное значение скорости разрушения $\bar{v}_\infty$ не более чем в 2 раза.

Сравнение различных теплозащитных материалов производится
большинстве случаев на основе данных испытаний в условиях квази
стационарного разрушения. При этом из большой группы теплозащи
ных материалов отбираются те, которые обладают наименьшей масс
вой скоростью разрушения или максимальной «эффективной энтал
пией». Поэтому определение времени установления квазистационарно
режима разрушения является одним из основных этапов подготовк
таких экспериментов. Величина τ_v однозначно определяет продолж
тельность работы испытательного стенда. Ясно, что рабочее время, в т
чение которого производятся измерения, должно намного превосходи

Рис. 3-11. Зависимость функций f и F от параметров m и $\Delta\varepsilon$.



τ_v, по крайней мере в тех случаях, когда скорость разрушения опред
ляется простым взвешиванием образца до и после эксперимента (по
робнее — см. гл. 11).

Рассмотрим два других характерных времени нестационарного пр
грева, определяющих глубину прогрева τ_ξ и τ_δ.

Под глубиной прогрева мы понимаем расстояние от нагреваемой поверхности до некоторой определенной изотермической плоскости $T_b = \text{const}$. Обычно из всего набора изотерм выделяют $(T_b - T_0) = [0{,}1\,(T_w - T_0)]$, что в безразмерных координатах соответствует $\theta_b = 0{,}1$. Положение этой изотермы почти совпадает с необходимой толщиной теплоизоляционного слоя, поэтому приведенные ниже численные результаты соответствуют именно этому значению θ_b.

Прежде всего особо рассмотрим случай, когда разрушение внешней поверхности отсутствует $(m = 0)$, а ее температура после некоторого начального периода разогрева фиксируется на постоянном уровне $T_p = \text{const}$. Формального «установления» теплового режима в теле не происходит, однако со временем изменение глубины прогрева теплозащитного материала становится автомодельным $\delta_T \sim \sqrt{t}$. Наличие начального периода, когда температура поверхности отличалась от постоянного значения T_p, приводит к тому, что автомодельный режим устанавливается не сразу, а по истечении определенного времени τ_ξ. Это время отвечает периоду сглаживания возмущений температурного поля, обусловленных начальными условиями. Численное интегрирование позволило оценить время запаздывания τ_ξ, при постоянном тепловом потоке

$$\tau_\xi = 10\,\tau_T.$$

При $\tau > \tau_\xi$ можно считать, что внутри тела распределение температуры описывается функцией одной переменной ξ:

$$T(y, \tau) = T(\xi), \text{ где } \xi = y/\sqrt{\tau}$$

[в безразмерной записи ξ должно быть заменено на число Фурье $\mathrm{Fo} = (a\tau/y)^2 \sim (1/\xi^2)$].

Во всех остальных случаях, когда $m \neq 0$, при постоянных внешних параметрах и фиксированной температуре разрушения со временем устанавливается режим квазистационарного разрушения и прогрева, когда скорость перемещения всех изотерм в теле равна линейной скорости разрушения внешней поверхности. Все температурное поле эквидистантно смещается внутрь прогревающейся части материала, так что в любой заданный момент времени глубина прогрева остается постоянной. Очевидно, что для установления такого состояния требуется предварительно выйти на постоянную температуру внешней поверхности, а затем и на постоянную скорость разрушения материала. Таким образом, время достижения квазистационарного прогрева τ_δ связано с двумя другими характерными временами серией неравенств:

$$\tau_T < \tau_v < \tau_\delta.$$

На рис. 3-10 приведены полученные по результатам численных расчетов и описанные в § 3-2 зависимости безразмерного времени $t_\delta = (\tau_\delta/\tau_T) - 1$ от двух определяющих параметров m и $\varkappa$. Видно, что за-

висимость t_δ и τ_δ от скорости уноса массы (параметра m) имеет вид гиперболы. С уменьшением m или скорости v_∞ величина t_δ увеличивается, причем t_δ отличается от t_v на порядок. При умеренных значениях m ($m \approx 0{,}5$) для установления в теле квазистационарного профиля температуры требуется в 5—10 раз большее время, чем для получения постоянной скорости уноса массы. Отметим также слабую зависимость времени установления глубины прогрева t_δ от характера теплоподвода; так, кривая *1* на рис. 3-10 отвечает постоянному тепловому потоку $q_1 = \text{const}$, а кривые *2* и *3* — случаю $q_2 = \alpha(T_e - T_w)$ при разных значениях температурного фактора $(T_w - T_0)/(T_e - T_0)$ или параметра $\varkappa$.

Полученные выше оценки для характерных значений времени установления температуры и скорости разрушения позволяют указать такую глубину заделки термопар Δ, при которой их показания с заданной точностью могут быть приняты за автомодельные или квазистационарные температуры. Этот вопрос непосредственно связан с методикой обработки результатов стендовых испытаний с целью определения теплофизических характеристик материала. Как показано ранее, использование автомодельного или квазистационарного режима прогрева позволяет избежать трудоемкой процедуры численного интегрирования уравнения теплопроводности и одновременно дает возможность установить зависимость температуры от координаты по известной зависимости температуры от времени в одной фиксированной точке тела. Именно этим объясняется то, что оба указанных режима широко используются при экспериментальных исследованиях новых рецептур теплозащитных покрытий, для которых отсутствуют данные по теплофизическим свойствам.

Однако методика эксперимента должна учитывать необходимость введения поправки на начальный период установления соответствующего режима прогрева или разрушения. Поверхностный слой материала толщиной Δ, равной глубине проникновения тепловой волны за время установления τ_δ или τ_ξ, должен быть исключен из рассмотрения, а датчики температуры должны устанавливаться на глубине, большей Δ. Эта глубина в общем случае (при $m \neq 0$) складывается из толщины слоя материала $S(\tau_\delta)$, унесенного с поверхности за время установления τ_δ, и из толщины прогретого слоя материала $\delta(\tau_\delta)$ по истечении того же времени τ_δ.

При $m = 0$ глубина заделки датчиков температуры определяется только вторым слагаемым; на основании численных расчетов она оценивается как

$$\Delta(\tau_\xi) \approx 10\sqrt{a\tau_T}.$$

Толщина унесенного слоя материала $S(\tau_\delta)$ обратно пропорциональна параметру m и в наиболее интересном для практики диапазоне $0 <$

$<m\leqslant 1$ может быть аппроксимирована простым выражением. Если одновременно учесть еще и глубину прогрева $\delta_T(\tau_\delta)$, то получим следующее соотношение для $\Delta(\tau_\delta)$:

$$\Delta(\tau_\delta) = S(\tau_\delta) + \delta_T(\tau_\delta) \approx 5{,}5\frac{a}{v_\infty}. \qquad (3\text{-}35)$$

При постоянных теплофизических свойствах материала погрешность этой аппроксимации не превышает 20%. Интересно отметить, что во всем рассмотренном диапазоне параметров m толщина унесенного слоя $S(\tau_\delta)$ составляет чуть больше половины соответствующего значения суммарной толщины $\Delta(\tau_\delta)$.

Итак, если первоначальная толщина образца больше величины, рассчитанной по формуле (3-35), то процесс нестационарного разрушения всех слоев, удаленных от начальной поверхности на расстояние, превышающее $\Delta(\tau_\delta)$, будет подобен во времени. С другой стороны, термопара, углубленная на расстояние $\Delta(\tau_\delta)$ от первоначальной поверхности, будет фиксировать режим квазистационарного разрушения.

Это важное обстоятельство приходится иметь в виду при обработке результатов нестационарных экспериментов, когда тепловой поток и другие внешние параметры непрерывно меняются во времени. В частности, важно установить ту минимальную толщину теплозащитного покрытия, к которой еще можно применять критерии квазистационарного разрушения (например, использовать понятие эффективной энтальпии). Эта оценка производится с помощью двух формул: формулы (3-34), дающей время установления квазистационарного режима разрушения, и соотношения (3-35) для минимальной толщины квазистационарного прогрева. Полное время эксперимента должно быть значительно больше τ_v, а толщина теплозащитного покрытия должна превышать $\Delta(\tau_\delta)$. При этом как при расчете τ_v, так и при оценке $\Delta(\tau_\delta)$ необходимо использовать вместо $\bar{v}_\infty$ максимальное значение скорости разрушения внешней поверхности v_∞, достигнутое при данном испытании.

3-4. Влияние переменности физических свойств на температурное поле внутри теплозащитного покрытия

Простейшее уравнение теплопроводности с учетом граничного условия на разрушающейся поверхности позволяет получить представление о многих качественных сторонах процесса переноса тела внутри покрытия (например, о квазистационарном режиме прогрева) и даже произвести некоторые количественные оценки. Заметим, однако, что в основе любых оценок нестационарного прогрева заложены те или иные предположения о зависимости теплофизических свойств от температуры.

Для разрушающихся теплозащитных материалов характерны высокий уровень рабочих температур и существенное изменение структуры материала. Оба этих фактора сильно отражаются на теплофизических свойствах вещества. Однако если учесть степень влияния изменений различных свойств на температурное поле в материале, то прежде всего следует выделить коэффициент теплопроводности. Изменениями других теплофизических параметров в инженерной практике часто пренебрегают. Так, хотя плотность может уменьшиться почти вдвое по мере роста температуры и разложения части компонент композиционного материала, на температурное поле влияет не она сама, а произведение плотности на теплоемкость. У большинства же реальных теплозащитных материалов теплоемкость с увеличением температуры возрастает (см. приложение), и изменение произведения ρc, входящего в уравнение теплопроводности, оказывается в итоге ограниченным. Как правило, оно отклоняется от первоначального значения менее чем в 2 раза.

Намного шире возможный диапазон изменения коэффициента теплопроводности. Это связано как с изменением фазового состояния отдельных компонент и сильным влиянием температуры на теплопроводность каждой фазы, так и с появлением при больших температурах дополнительной, радиационной составляющей теплопроводности внутри пор.

Отдельные составляющие твердой фазы теплозащитного материала могут находиться в кристаллическом либо в аморфном состоянии. Механизм переноса тепла в этих состояниях резко отличен. В свою очередь кристаллы подразделяются на проводники и диэлектрики в зависимости от того, что является основным носителем тепловой энергии: электроны или колебания кристаллической решетки — фононы. В последнем случае проводимость определяется длиной свободного пробега, т. е. расстоянием, на котором сохраняется правильная структура кристаллической решетки или так называемый дальний порядок. Аморфные диэлектрики, у которых зерна кристаллов расположены хаотично, имеют меньший коэффициент теплопроводности по сравнению с кристаллическими диэлектриками, у которых структура более упорядочена. При 50 К коэффициент теплопроводности кристаллического кварца в 150 раз выше, чем у аморфного кварцевого стекла.

В задачу этого раздела не входит детальный анализ зависимости коэффициента теплопроводности от температуры для различных теплозащитных материалов, поэтому мы ограничимся лишь общими схематическими представлениями. Для сравнения будут использованы также общие сведения из теории переноса тепла в жидкостях и газах.

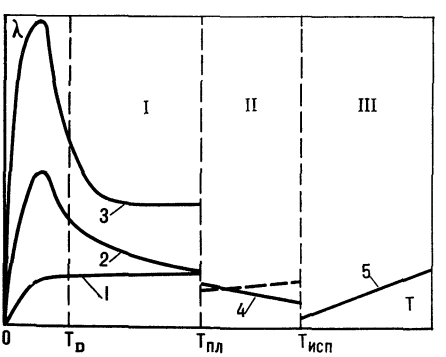
Обычно у твердых непористых материалов различают три участка в зависимости коэффициента теплопроводности от температуры (рис. 3-12). В диапазоне очень низких температур λ_s резко увеличивается с ростом температуры, начиная с нулевого значения при $T=0$ К, а затем начинает падать. Второй участок простирается от максимума теплопроводности до дебаевской температуры T_D и характеризуется

высокими значениями коэффициента теплопроводности кристаллических веществ. Обычно дебаевская температура близка к комнатной, однако есть целый ряд отклонений. Так, у бериллия она составляет 1160 К, а для алмаза дебаевская температура T_D равна 1850 К.

Для теплозащитных материалов наиболее важен третий участок области твердого состояния материала — диапазон высоких температур, который простирается от температуры Дебая до температуры плавления или сублимации данного вещества. В соответствии с данными рис. 3-12 для большинства чистых веществ — проводников электричества (в основном это металлы) можно принять, что коэффициент теплопроводности в этом диапазоне практически не изменяется с температурой (кривая *3*). У кристаллических диэлектриков, например окислов Al_2O_3, ZrO_2 и т. д., теплопроводность в этой области падает обратно пропорционально температуре (кривая *2*). У большинства аморфных материалов (стекло, некоторые полимеры) заметно некоторое увеличение коэффициента теплопроводности с ростом температуры (кривая *1*). Интересно отметить, что разность между теплопроводностью кристаллических и аморфных диэлектриков быстро убывает с ростом температуры и в точке плавления исчезает совсем. Чистые металлы имеют максимальные значения λ_s.

Рис. 3-12. Общий характер зависимости коэффициента теплопроводности λ от температуры T у твердых, жидких и газообразных веществ.

I — твердая фаза; *II* — жидкость; *III* — газ; *1* — аморфные вещества; *2* — кристаллические диэлектрики; *3* — металлы; *4* — жидкости; *5* — газы; T_D, $T_{пл}$, $T_{исп}$ — температуры Дебая, плавления и испарения соответственно; — — — аномальный ход λ_f.



Жидкость является промежуточной фазой между твердым и газообразным состояниями, упорядоченность молекул в жидкости меньше, чем в твердом веществе, но неизмеримо выше, чем у газов. Поэтому при плавлении материалов их теплопроводность должна падать. С ростом температуры упорядоченность строения уменьшается и соответственно уменьшается коэффициент теплопроводности (исключение составляет вода, глицерин и некоторые водные растворы). Заметим, однако, что применительно к теплозащитным материалам, теплопроводность их расплава часто связана не столько с молекулярным, сколько с радиационным переносом тепла (см. гл. 8).

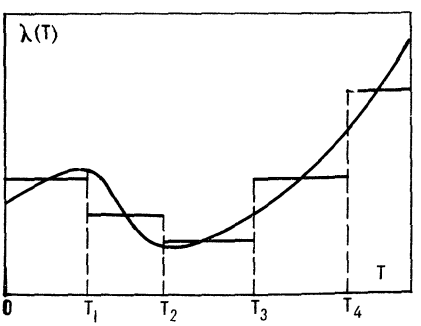
Теплопроводность газов в первом приближении пропорциональна произведению вязкости на теплоемкость при постоянном давлении, причем с ростом температуры отмечается значительное увеличение коэффициента теплопроводности λ_g практически у всех газов. Тем не менее теплопроводность λ_g все же остается ниже, чем теплопроводность твер-

дой фазы, и ею можно пренебречь, если только пористость твердого теплозащитного материала не слишком велика.

Представленная выше схема изменения коэффициента теплопроводности может не соответствовать поведению реальных теплозащитных материалов. Это связано не только с тем, что при высоких температурах часть компонент теплозащитного материала может переходить из аморфного состояния в кристаллическое, что, как отмечалось, совершенно изменяет не только характер зависимости λ от температуры, но и саму величину коэффициента теплопроводности. Практически решающим обстоятельством оказывается разложение при нагреве части первоначальной массы вещества и образование дополнительной пористости. Появление внутри покрытия значительных объемов, заполненных газом, изменяет механизм распространения тепла. Этому вопросу будет уделено большое внимание в гл. 4. Будет показано, что при температурах менее 1000 К увеличение пористости приводит к резкому уменьшению коэффициента теплопроводности, тогда как при более высоких температурах наличие пористости в материале является причиной многократного увеличения λ с температурой (за счет переноса тепла излучением). В результате коэффициент теплопроводности типичного теплозащитного материала — стеклопластика не только сильно изменяется с температурой, но и является (рис. 3-13) немонотонной функцией. В этих условиях применимость оценок, использующих постоянное значение теплофизических свойств, становится довольно проблематичной.

С этой целью была выполнена большая серия численных расчетов по определению влияния переменности коэффициента теплопроводности на глубину прогрева [Л. 3-4]. Ограничимся вначале случаем квазистационарного разрушения с постоянной температурой внешней поверхности $T=T_p=\text{const}$ и постоянной (заданной) скоростью разрушения $\bar{v}_\infty$. На рис. 3-14 представлены некоторые возможные зависимости коэффициента теплопроводности от температуры $\lambda(T)$. Ясно, что при столь значительных расхождениях как в характере изменения, так и в абсолютной величине коэффициента теплопроводности можно ожидать больших различий в глубине прогрева.

Рис. 3-13. Зависимость коэффициента теплопроводности коксующегося материала и ее кусочно-постоянная аппроксимация.



Прежде всего нужно подчеркнуть, что замена действительного $\lambda(T)$ постоянным (начальным) значением λ_1 приводила в данных расчетах к отклонениям в результатах расчета глубины прогрева до 5 раз. Это указывает на важность учета переменности коэффициента теплопроводности высокотемпературных теплозащитных покрытий.

Тем не менее можно добиться того, чтобы все результаты расчетов при переменном $\lambda(T)$ удовлетворительно совпали со значениями глубины прогрева, определенными по аналитической формуле, основанной на предположении о постоянстве теплофизических свойств (рис. 3-15):

$$\delta_T(\lambda') = \frac{a}{\bar{v}_\infty} \ln\left(\frac{T_w - T_0}{T^* - T_0}\right); \quad a = \frac{\lambda'}{\rho c}. \tag{3-36}$$

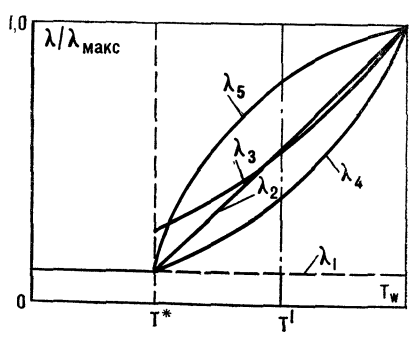
В этой формуле коэффициент температуропроводности a рассчитан на основе некоторого характерного значения коэффициента теплопроводности λ', которое соответствует действительному $\lambda(T)$ в точке

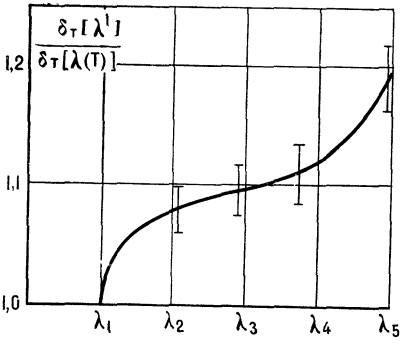
$$T = T' = \frac{T_w + T^*}{2} = \text{const}. \tag{3-37}$$

Таким образом, показано, что при монотонном изменении коэффициента теплопроводности всегда можно подобрать некоторое постоян-

Рис. 3-14. Возможные температурные зависимости коэффициента теплопроводности в прококсованном слое в диапазоне от температуры физико-химических превращений T^* до температуры поверхности T_w.
λ_1=const; $\lambda_2=a_2T$; $\lambda_3=a_3T^2$; $\lambda_4=a_4T^3$; $\lambda_5=a_5\ (T-T_w)^2+a_6$; $T'=0{,}5\ (T^*+T_w)$.

Рис. 3-15. Влияние характера изменения коэффициента теплопроводности с температурой на толщину прококсованного слоя δ_T.
$\delta_T\ [\lambda(T)]$ — действительное значение толщины; $\delta_T\ [\lambda']$ — приближенное значение δ_T, определенное при постоянном $\lambda'=\lambda(T')=\text{const}$; $T'=0{,}5(T^*+T_w)$. Соответствующие законы изменения $\lambda(T)$ приведены на рис. 3-14.





ное эквивалентное значение λ', однозначно связанное с действительным законом $\lambda(T)$, которое обеспечивает удовлетворительную точность расчета глубины прогрева.

С целью обобщения полученных результатов аналогичные расчеты проводились и при резких изменениях внешних параметров, при одно-

кратном и многократном нагреве, для однослойной и многослойной теплозащитных систем. При этом удалось отметить следующую особенность. Если на поверхности покрытия температура большую часть времени сохраняется на одном и том же уровне (например, при разрушении $T_w \approx T_р = \text{const}$), то для определения глубины прогрева можно использовать одно эквивалентное значение λ', взятое при среднеарифметической температуре T' по толщине покрытия [Л. 3-4].

Если же температура внешней поверхности $T_w(\tau)$ существенно переменна по времени, т. е. не имеет ярко выраженной «полки», или если коэффициент теплопроводности немонотонно зависит от температуры (зависимость типа представленной на рис. 3-13), то целесообразно использовать кусочно-постоянную аппроксимацию зависимости $\lambda(T)$. Даже при перепаде температур в теплозащитном покрытии в 3300 К оказывается достаточно 4—5-ступенчатой аппроксимации, причем желательно, чтобы границы выбираемых температурных интервалов кусочно-постоянной аппроксимации при наличии экстремумов проходили через них так же, как и через границы зон физико-химических превращений материала (рис. 3-13).

Используя кусочно-постоянную аппроксимацию $\lambda(T)$, можно рассчитывать с удовлетворительной точностью не только глубину прогрева (интегральную характеристику прогрева), но и все температурное поле, толщины отдельных зон, например прококсованного слоя или пленки расплава.

Возможность кусочно-постоянной аппроксимации зависимости коэффициента теплопроводности от температуры существенно ослабляет требования к объему и температурным интервалам измерений теплофизических свойств. Указанную аппроксимацию λ можно осуществить и для разлагающихся материалов, что является важным доводом при доказательстве существования у них единственной, не зависящей от величины и характера изменения скорости нагрева зависимости $\lambda(T)$. Подробнее этот вопрос рассмотрен в гл. 9.

Влияние внутренних физико-химических превращений на температурное поле в теплозащитном материале

До сих пор рассматривались однородные теплозащитные материалы, при нагреве которых не возникало внутренних источников или стоков тепла. Большинство разрушающихся теплозащитных материалов являются композиционными, причем при нагреве их отдельные компоненты могут претерпевать ряд физико-химических превращений еще до выхода на внешнюю поверхность (т. е. при температурах $T < T_w$).

Схематически этот процесс может быть описан следующим образом (рис. 3-16). Пусть в некотором интервале температур

$$(T^* - \Delta T^*) \leqslant T \leqslant (T^* + \Delta T^*)$$

происходят физико-химические превращения одной или нескольких компонент материала.

Через T^* обозначим характерную температуру внутреннего физико-химического превращения (например, термического разложения или коксования). Предполагается, что она является центром температурного интервала ($T^* \pm \Delta T^*$), в котором может реализоваться тепловой эффект физико-химического превращения ΔQ^*, изменяться плотность исходного материала, если разложению подверглась твердофазная компонента или появился пиролитический осадок, выделяться некоторое количество газа G_g, пропорциональное изменению плотности материала.

Естественно допустить, что вне температурного интервала ($T^* \pm \pm \Delta T^*$) тепловой эффект $\Delta Q^* = 0$, а выделяющийся при физико-химическом превращении материала расход газообразных продуктов G_g сохраняется постоянным и равным его значению на соответствующей границе зоны реакции (рис. 3-16).

Не касаясь физического обоснования предложенной схемы, подчеркнем главные тепловые аспекты рассматриваемого явления. Итак, внутри материала на неизвестной заранее глубине предполагается существование теплового стока и источника образования газов. Эти газы, фильтруясь затем сквозь поры вышележащего слоя, отбирают часть тепла от стенок пор. В первом приближении будем считать, что в любой точке теплозащитного покрытия температура газообразных продук-

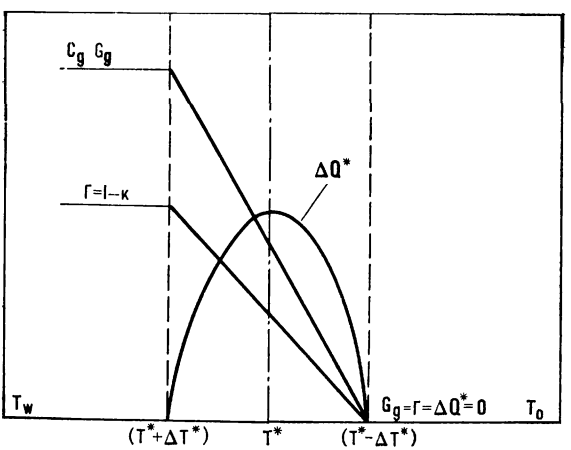


Рис. 3-16. Характер изменения основных термодинамических параметров процесса разрушения в зоне внутренних физико-химических превращений композиционного материала (отдельные компоненты материала частично изменяют свое фазовое состояние, причем поглощается (или выделяется) определенное количество тепла.

тов физико-химических превращений и стенок пор равна (независимо от скорости фильтрации этих продуктов). Далее допускаем, что гидравлическим сопротивлением пористой среды можно пренебречь, что исключает накопление газообразных продуктов внутри слоя прореагировавшего материала.

К главе «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗРУШАЮЩЕЙСЯ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ»

Успехи химии и материаловедения открывают в наше время широкие возможности в подборе разрушающихся теплозащитных покрытий. Применительно к различным условиям эксплуатации созданы многочисленные рецептуры материалов, обладающих высокими теплозащитными свойствами. На кадрах монтажа показан внешний вид некоторых образцов этих материалов после испытания в высокотемпературном потоке газа. Обращает на себя внимание принципиальное различие поверхностного взаимодействия оплавляющихся и коксующихся материалов, а также специфические особенности разрушения композиционных покрытий.

К главе «СУБЛИМИРУЮЩИЕ И РАЗЛАГАЮЩИЕСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ»

Простейшими представителями разрушающихся теплозащитных покрытий считаются однородные полимерные материалы, типа полиэтилена, фторопласта, полиметилметакрилата (оргстекла) и т. д. Они обладают сравнительно низкой температурой разложения ($\sim$ 1000 К), отличными теплоизолирующими свойствами, что приводит к малой глубине прогрева. На рисунке представлен внешний вид образца такого материала, помещенного в сверхзвуковой поток высокотемпературного газа. Видна отошедшая ударная волна и пограничный слой с продуктами термического разложения полимера. Интересен факт образования рельефных узоров на боковой поверхности образца в зоне перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в пограничном слое. На врезке дана схема распределения температуры в прогретом слое материала.

В действительности внутри теплозащитного покрытия может суще ствовать не одна, а несколько зон физико-химических превращений, по следовательно переводящих ту или иную компоненту из одного состоя ния в другое. Например, состав газообразных продуктов термическог разложения смолы по мере их фильтрации в пористом каркасе може изменяться. Этот процесс сопровождается не только дополнительным тепловыми эффектами реакций ΔQ_i^*, но и осаждением на стенках пор твердого остатка в виде пиролитического углерода. В подобных случая целесообразно вводить набор температур физико-химических превраще ний T_i^*, учитывая в каждом случае соответствующие физико-химически и тепловые эффекты.

Тепловой эффект ΔQ^*, а также масса выделившегося при физико-хи мическом превращении газа G_g однозначно связаны с массой исходно го материала, находящегося в зоне превращения. Другими словами, они должны определяться скоростью перемещения изотермы $T=T^*$ в ма териале в направлении непрогретого слоя. Если обозначить координа ту этой изотермы индексом y^*, то скорость ее изменения $dy^*/d\tau$ долж на складываться из двух слагаемых: линейной скорости перемещения внешней поверхности и соответственно всей системы координат v_∞ (за счет поверхностного разрушения тела) и скорости увеличения глубины прогрева в движущейся с поверхностью системе отсчета $\partial y^*/\partial\tau$ (если под глубиной прогрева понимать расстояние от внешней поверхности до изотермы $T=T^*$):

$$\frac{dy^*}{d\tau} = v_\infty + \frac{\partial y^*}{\partial\tau}. \qquad (3\text{-}38)$$

В режиме квазистационарного разрушения $(\partial y^*/\partial\tau)\equiv 0$, а при от сутствии уноса массы с поверхности исчезает первое слагаемое:

$$(dy^*/d\tau)\equiv(\partial y^*/\partial\tau).$$

С другой стороны, этот же процесс смещения зоны физико-химических превращений в глубь теплозащитного покрытия можно связать со скоростью изменения температуры в данной точке во времени

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial\tau} + v_\infty \frac{\partial T}{\partial y}. \qquad (3\text{-}39)$$

Такой двоякий подход к описанию скорости физико-химического превращения обусловлен различием в существе математической формулировки задачи. Если тепловой эффект ΔQ^* непосредственно связан со скоростью изменения массы исходного твердого вещества

$$\Delta Q^* = \Delta H^* \frac{d\rho}{d\tau} \approx \left(\Delta H^* \frac{d\rho}{dT}\right)\frac{dT}{d\tau}, \qquad (3\text{-}40)$$

то расход газообразных продуктов разложения G_g является интеграль-

ной характеристикой, суммирующей скорости локальных физических процессов по всей зоне реакции:

$$G_g = \int_{\infty}^{y} \frac{d\rho}{d\tau}\, dy \approx \rho_0 \Gamma \left(\frac{\partial y^*}{\partial \tau} + v_\infty \right). \tag{3-41}$$

Здесь ΔH^* — тепловой эффект физико-химического превращения.

Параметр Γ, введенный в уравнение (3-41), называется параметром газификации и обозначает долю исходного твердого вещества, которая может перейти в газообразные продукты при данной температуре. Распределение плотности поперек зоны физико-химических превращений можно записать теперь в виде

$$\rho_s = \rho_0 (1 - \Gamma). \tag{3-42}$$

Как параметр газификации материала Γ, так и производная $d\rho/dT$ в уравнениях (3-40) и (3-41) должны быть определенным образом связаны с текущей температурой T. Обычно достаточно хорошее соответствие с действительностью дают следующие аппроксимационные формулы:

$$\Gamma = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{T - T^*}{\Delta T^*}\right]\Gamma_к;\ 0 \leqslant \Gamma \leqslant \Gamma_к.$$

$$\frac{d\rho}{dT} = \rho_0 f(T, T^*) = \rho_0 \frac{3}{4\Delta T^*}\left[1 - \left(\frac{T - T^*}{\Delta T^*}\right)^2\right], \tag{3-43}$$

где $\Gamma_к$ — предельный коэффициент газификации; ΔT^* — полуинтервал температур физико-химического превращения.

Функция $f(T, T^*)$ нормирована таким образом, чтобы ее интеграл по всему температурному интервалу зоны физико-химических превращений давал:

$$\int_{T^*-\Delta T^*}^{T^*+\Delta T^*} f(T, T^*)\, dT = 1.$$

Аппроксимации (3-43) справедливы только внутри зоны физико-химических превращений, тогда как вне ее следует полагать:

при $T < (T^* - \Delta T^*)$ $\Gamma = 0$, $\left(\frac{d\rho}{dT}\right) = 0$;

при $T > (T^* + \Delta T^*)$ $\Gamma = \Gamma_к$, $\left(\frac{d\rho}{dT}\right) = 0$.

Введенные в уравнениях (3-40) и (3-43) новые параметры ΔH^* и $\Gamma_к$ являются физико-химическими свойствами, характеризующими данный композиционный теплозащитный материал, и относятся к единице массы исходного материала. Первая из них ΔH^* — константа. Она опре-

деляет суммарное количество тепла, реализуемое при данном физик химическом превращении. В отличие от нее ΔQ^* зависит от скорост физико-химического превращения [см. формулу (3-40)], а потому яв ляется величиной переменной.

Вторая константа $\Gamma_к$ определяет полное количество (долю) газ образных продуктов, которые могут выделиться в данном физико-хими ческом превращении. Таким образом, и ΔH^*, и $\Gamma_к$ являются интеграл ными характеристиками данного процесса.

Переходим теперь к выводу уравнения сохранения энергии компози ционных теплозащитных материалов при наличии внутренних физик химических превращений. Систему координат, как и в § 3-2, свяже с перемещающейся за счет уноса массы внешней поверхностью тел При этом, как было показано, в уравнении теплопроводности появляет ся дополнительный «конвективный» член, пропорциональный $v_\infty(\partial T/\partial y)$ Физически это соответствует переносу тепла за счет поступления в дан ный элементарный объем единичной массы твердого вещества со ско ростью v_∞, равной скорости разрушения. Аналогично фильтрующиес через пористый каркас газообразные продукты разложения должны по глощать определенное количество тепла, пропорциональное $G_g(\partial T/\partial y)$ тем самым в уравнении теплопроводности появляется дополнительны конвективный член.

Наконец, третье принципиальное отличие рассматриваемой задач от классического уравнения теплопроводности (3-3) связано с объемны стоком тепла ΔQ^*, обусловленным тепловым эффектом физико-химиче ских превращений. Суммируя все перечисленное выше, получаем обще уравнение сохранения энергии внутри разрушающегося композиционно го теплозащитного материала в следующем виде:

$$(\rho c)_\Sigma \frac{\partial T}{\partial \tau} + (\rho c)_\Sigma v_\infty \frac{\partial T}{\partial y} + c_g G_g \frac{\partial T}{\partial y} + \Delta Q^* = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial y}\right). \qquad (3\text{-}44$$

Индекс Σ означает, что теплофизические свойства в данном случа соответствуют совокупной системе: пористая среда плюс газообразны продукты физико-химических превращений. Коэффициент теплопровод ности должен учитывать также перенос тепла излучением в порах пр повышенных температурах. Параметр c_g соответствует теплоемкости га зообразных продуктов физико-химических превращений.

Плотность газа, заполняющего пористый каркас, много меньше плот ности твердой фазы ρ_s, поэтому можно ограничиться следующим соотно шением [см. уравнение (3-42)]:

$$(\rho c)_\Sigma = (\rho c)_0 (1 - \Gamma). \qquad (3\text{-}45$$

Учитывая соотношение (3-40), целесообразно объединить член ΔQ^* другими членами уравнения, пропорциональными $dT/d\tau$:

$$[(\rho c)_\Sigma + \rho_0 \Delta H^* f(T, T^*)]\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + v_\infty \frac{\partial T}{\partial y}\right) + c_g G_g \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial y}\right). \qquad (3\text{-}46$$

К исследованию различных явлений, связанных с внутренними физико-химическими превращениями, мы еще вернемся в гл. 9, а сейчас примем ряд упрощающих предположений с тем, чтобы получить простые аналитические выражения для оценки влияния различных параметров.

Рассмотрим квазистационарное уравнение теплопроводности ($\partial T/\partial\tau=0$) и предположим, что ширина зоны физико-химических превращений настолько мала, что ее можно считать плоской ($\Delta T^*\to 0$) (рис. 3-17). При этом уравнение (3-44) преобразуется в систему двух уравнений, связанных дополнительным граничным условием на поверхности раздела — фронте физико-химических превращений $y=y^*$:

$$\frac{d}{dy}\left(\lambda_C\frac{dT}{dy}\right)=(\rho c)_C\bar{v}_\infty\frac{dT}{dy}+c_g G_g\frac{dT}{dy};\quad y<y^*;$$

$$\frac{d}{dy}\left(\lambda_0\frac{dT}{dy}\right)=(\rho c)_0\bar{v}_\infty\frac{dT}{dy};\quad y>y^*. \tag{3-47}$$

Индексом С обозначены теплофизические свойства слоя, расположенного выше фронта разложения, а индексом 0 — свойства непрореагировавшего материала. Граничные условия на фронте разложения $y=y^*$ должны обеспечивать непрерывность профиля температуры при переходе через фронт разложения. При этом величина теплового потока претерпевает разрыв, что связано с наличием теплового эффекта ΔH^*:

$$T(y^*-0)=T(y^*+0)=T^*;$$

$$\lambda_C\frac{dT}{dy}\bigg|_{y^*-0}-\lambda_0\frac{dT}{dy}\bigg|_{y^*+0}=-\rho_0\bar{v}_\infty\Delta H^*. \tag{3-48}$$

Допустим далее, что теплофизические свойства как перед фронтом разложения, так и после него не зависят от температуры, тогда с учетом (3-41), (3-42) и граничного условия (3-48) первые интегралы уравнений (3-47) могут быть записаны в следующем виде:

$$-\lambda_C\frac{dT}{dy}=\left[(\rho c)_C\bar{v}_\infty+c_g G_g\right](T-T^*)+(\rho c)_0\bar{v}_\infty\times(T^*-T_0)+$$

$$+\rho_0\bar{v}_\infty\Delta H^*=\rho_0 c_{\text{экв}}(T-T_0)\bar{v}_\infty+\rho_0\bar{v}_\infty\Delta H^*;\quad T>T^*; \tag{3-49}$$

$$-\lambda_0\frac{dT}{dy}=(\rho c)_0\bar{v}_\infty(T-T_0);\quad T<T^*.$$

В уравнении (3-49) используется эквивалентная теплоемкость материала, определяемая при $y\leqslant y^*$ (или $T>T^*$) как

$$c_{\text{экв}}=c_0(1-\Gamma)+c_g\Gamma.$$

При $y>y^*$ (или $T<T^*$) она переходит в обычную теплоемкость неразложившегося вещества $c_{\text{экв}}=c_0$.

Соотношения (3-49) легко обобщаются на случай произвольной за висимости теплофизических свойств от температуры. В частности, мож но показать, что при квазистационарном прогреве и разрушении тепло защитного материала тепловой поток, идущий на нагрев внутренни: слоев, в общем случае записывается как

$$q_\lambda = -\lambda_C \frac{dT}{dy}\Big|_{y=0} = \rho_0 \bar{v}_\infty \int_{T_0}^{T_p} c_{экв}\, dT + \rho_0 \bar{v}_\infty \Delta H^*. \qquad (3\text{-}5C$$

Анализируя уравнение (3-50), можно сделать два важных вывод: для случая квазистационарного разрушения:

1) тепловой поток, идущий внутрь композиционного теплозащитно го материала, зависит только от перепада температур между внешней нагреваемой поверхностью и начальным значением T_0, а также от среднеинтегрального значения эквивалентной теплоемкости, учитывающей как теплоемкость пористого каркаса (твердой фазы), так и теплоемкость заполняющих его газообразных продуктов разложения. Последняя рассчитывается пропорционально массовым долям компонент этой газовой фазы.

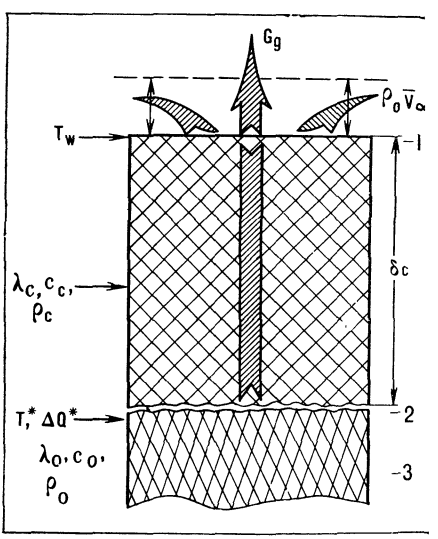


Рис. 3-17. Схема квазистационарного разруше ния материала при наличии фронта физико химических превращений.

1 — поверхность разрушения; *2* — фронт прев ращения; *3* — неразложившийся материал.

2) тепловые эффекты внутренних физико-химических превращений ΔH^* входят в тепловой баланс наравне с тепловыми эффектами реакций на поверхности независимо от глубины залегания y^* соответствующих фронтов реакций.

Очевидно, что уравнение (3-50) без существенных трудностей может быть обобщено на случай нескольких фронтов (или зон) физико-химических превращений внутри теплозащитного материала.

Представляет интерес оценка влияния теплового эффекта ΔH^* и фильтрации газообразных продуктов разложения на интенсивность переноса тепла внутри теплозащит ного покрытия. Предположим, что можно ввести некоторое эффективное значение коэффициента теплопроводности, которое позволяет получить в материале, не претерпевающем физико-химических превращений, та кое же температурное поле, как и в композиционном материале с фрон-

том разложения. Сравнивая решения уравнения теплопроводности (3-49) для прококсованного и непрогретого материала, можно показать, что

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_{эфф}} = 1 + \frac{T - T^*}{T - T_0} \Gamma \left(\frac{c_g}{c_0} - 1 \right) + \frac{\Delta H^*}{c_0 (T^* - T_0)}; \quad T > T^*. \tag{3-51}$$

Рисунок 3-18, на котором соотношение (3-51) представлено графически, помогает понять степень и характер влияния отдельных параметров процесса. Если влияние теплового эффекта реакции ΔH^* ограничено некоторой окрестностью зоны физико-химических превращений, то поглощение тепла фильтрующимися газами оказывает тем большее влияние на перенос тепла внутри теплозащитного покрытия, чем больше перепад температур $(T—T^*)$ в прореагировавшей зоне.

Теплоемкость газообразных продуктов разложения может почти вдвое превосходить теплоемкость твердого остатка, поэтому вклад фильтрации оказывается существенным уже при $\Gamma > 0{,}1$ и $T > 2T^*$. Учет теплового эффекта физико-химического превращения может оказаться существенным лишь при выполнении условия: $\{\Delta H^*/[c_0(T^*—T_0)]\} > 0{,}1$.

В прикладных исследованиях иногда приходится оценивать толщины соответствующих слоев, расположенных между зонами физико-химических превращений. Представленные выше уравнения позволяют сделать такую оценку для толщины прореагировавшей зоны $y^* = \delta_c$, лежащей между температурой разрушения T_w (температурой внешней поверхности) и характерной температурой реакции T^*.

Если бы при данном физико-химическом превращении не происходило выделение газообразных продуктов разложения и не был реали-

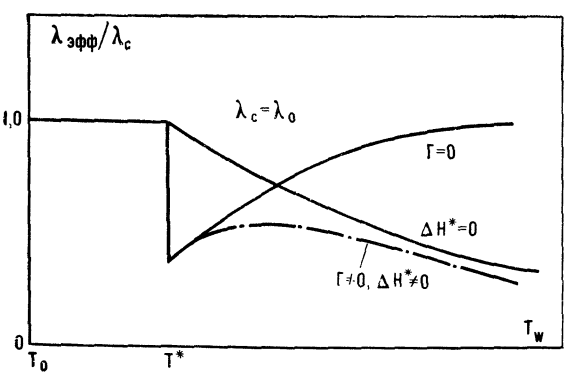


Рис. 3-18. Схематическое представление зависимости коэффициента эффективной теплопроводности от температуры при наличии внутренних физико-химических превращений.

зован тепловой эффект ΔH^*, то согласно (3-30) или (3-36) глубина прогрева, соответствующая положению изотермы $T = T^*$, была бы равна:

$$\delta_c = \frac{\lambda_c}{\rho_0 \bar{v}_\infty c_0} \ln \left[\frac{T_w - T_0}{T^* - T_0} \right]. \tag{3-52}$$

Для определения глубины прогрева в общем случае предположи

$$T = A\exp[-y/c] + B. \qquad (3\text{-}5$$

Масштабный фактор c в уравнении (3-53) может быть рассчит после подстановки этого уравнения в систему (3-47). При этом п лучаем, что при $y \leqslant \delta_C$

$$c = \lambda_C / \{\rho_0 \bar{v}_\infty [c_0(1-\Gamma) + c_g \Gamma]\} = \lambda_C / (\rho_0 \bar{v}_\infty c_{экв}). \qquad (3\text{-}5$$

Предэкспонентный множитель A в уравнении (3-53) определяет с помощью двух граничных условий для температуры:

при $y = 0, T = T_w = A + B$;

при $y = \delta_C, T = T^* = Ae^{-\delta_C/c} + B$,

откуда $A = \dfrac{T_w - T^*}{1 - \exp(-\delta_C/c)}$.

Проводя аналогичные выкладки, получаем следующее соотношен для распределения температуры в непрореагировавшем слое матери ла (ниже фронта разложения):

$$(T - T_0) / (T^* - T_0) = \exp[-(y - \delta_C)\bar{v}_\infty / a_0], \qquad (3\text{-}5$$

где $a_0 = \lambda_0/\rho_0 c_0$.

Теперь, используя два температурных профиля (3-53) и (3-55 а также граничное условие на фронте разложения (3-48), можно устан вить глубину прококсованного слоя δ_C:

$$\lambda_C \left(-\frac{T_w - T^*}{1 - e^{-\delta_C/c}} \frac{1}{c} e^{-\delta_C/c} \right) + \lambda_0 \left(\frac{T^* - T_0}{a_0} v_\infty \right) = -\rho_0 \bar{v}_\infty \Delta H^*.$$

Окончательное выражение может быть представлено в виде

$$\delta_C = \frac{\lambda_C}{\rho_0 \bar{v}_\infty c_{экв}} \ln\left[1 + \frac{c_{экв}(T_w - T^*)}{c_0(T^* - T_0) + \Delta H^*}\right]. \qquad (3\text{-}5$$

Сравнивая выражения (3-56) и (3-52), видим, что первое переход во второе при $\Gamma = 0$ и $\Delta H^* = 0$.

Полученные выше формулы показывают, что толщина прореагир вавшего слоя, так же как глубина прогрева в однородном материал прямо пропорциональна коэффициенту теплопроводности и обратно пр порциональна скорости поверхностного разрушения $\bar{v}_\infty$. Тепловой эф фект реакции ΔH^* влияет на глубину прогрева лишь в том случае, ес он сравним по величине с теплоемкостью слоя, лежащего ниже фрон реакции $c_0 (T^* - T_0)$.

Следует еще раз подчеркнуть роль газообразных продуктов разложения, проявляющуюся в данном случае через эквивалентную теплоемкость прореагировавшего слоя

$$c_{\text{экв}} = c_0(1 - \Gamma) + c_g\Gamma = c_0 + \Gamma(c_g - c_0).$$

В формулу (3-56) эквивалентная теплоемкость входит дважды. Ясно, что влияние теплоемкости, стоящей под знаком логарифма, невелико. Это позволяет в первом приближении считать глубину прогрева δ_c обратно пропорциональной $c_{\text{экв}}$.

В заключение этого параграфа отметим, что при нестационарном разрушении, когда скорость перемещения изотермы $y = y^*$ может значительно превышать скорость поверхностного разрушения v_∞, роль внутренних физико-химических реакций может неизмеримо возрасти.

3-6. Соотношение между толщинами прогретого и унесенного слоев разрушающейся тепловой защиты

Особенностью армированных (или в общем случае композиционных) теплозащитных материалов является наличие по крайней мере двух фронтов уноса массы: поверхностного, задающего линейный размер (толщину) теплозащитного покрытия, и внутреннего, определяющего глубину слоя с измененной структурой. При заданных внешних условиях нагрева при определении работоспособности теплозащитного покрытия в целом на первый план выходят либо требования к точности определения характеристик поверхностного разрушения, либо необходимость точного расчета глубины прогрева. Для определения глубины прогрева, помимо теплофизических свойств, важно знать величину скорости перемещения внешней поверхности и ее температуру T_w. Напротив, при квазистационарном разрушении нет необходимости детально исследовать внутренние процессы: достаточно знать суммарное количество тепла, поглощенное материалом, прежде чем он нагреется до температуры разрушения. Однако время установления квазистационарного разрушения τ_v и, следовательно, общая толщина унесенного слоя материала существенно зависят от его теплофизических свойств, в частности коэффициента теплопроводности.

Только два параметра в одинаковой степени могут явиться характеристиками процесса при поверхностном разрушении и нестационарном прогреве материала: это температура поверхности и темп изменения температуры во внутренних слоях $b = (\partial T/\partial\tau)$.

При отсутствии уноса массы с внешней поверхности и заданной скорости изменения $(\partial T_w/\partial\tau)$ однозначно определяется время, за которое температура T_w достигнет установленного предела.

Например, при $b = 100$ К/с уже через 10—15 с на поверхности теплозащитного покрытия достигаются условия, благоприятные для разруше-

ния. На этом отрезке времени глубина прогрева $\delta_T \leqslant 3\sqrt{a\tau}$ [если п глубиной прогрева понимать положение изотермы $(T-T_0)/(T_w-T_0) = 0{,}05$], где a — коэффициент температуропроводности.

При наличии уноса массы с внешней поверхности $v_\infty \neq 0$ удобно и пользовать для оценок формулы квазистационарного разрушения. В с ответствии с результатами этой главы получим для максимального те па нагрева, который в данном случае имеет место в прилегающем к п верхности слое материала:

$$b = \left(\frac{\partial T}{\partial \tau}\right)_{\text{макс}} = (T_w - T_0)\frac{\bar{v}_\infty^2}{a}.$$

Глубина прогрева δ_T связана с коэффициентом температуропрово ности a и скоростью линейного разрушения материала $\bar{v}_\infty$ следующи простым уравнением: $\delta_T \approx 3a/\bar{v}_\infty$.

Однако, прежде чем будет достигнут режим квазистационарного ра рушения с *линейной* скоростью $\bar{v}_\infty$, пройдет интервал времени $\tau_v \approx a/\bar{v}$

Рассмотрим характерный численный пример. Пусть покрытие с к эффициентом температуропроводности $a = 5 \cdot 10^{-7}$ м^2/с, температур разрушения $T_w = 2300$ К подвергается тепловому воздействию в течени времени $\tau = 50$ с. Изменение теплостойкости покрытия свяжем с вел чиной задаваемой скорости квазистационарного разрушения $\bar{v}_\infty$. Пре ставленные в табл. 3-1 результаты показывают, как изменяется соо ношение между глубиной прогрева и темпом изменения температуры

Таблица 3-1. **Влияние скорости разрушения на параметры прогрева материа**

Вариант	$\bar{v}_\infty$, мм/с	τ_v, с	δ_T, мм	b, К/с
I	0,1	50	15	40
II	0,3	5	5	400
III	1,0	0,5	1,5	4000

Обратим внимание на то, что толщина унесенного в режиме квази стационарного разрушения слоя материала $S = \bar{v}_\infty(\tau - \tau_v)$ уже во вто ром из рассмотренных вариантов существенно больше глубины прогре ва. Учитывая, что при более продолжительных тепловых воздействия это соотношение только усилится, примем в качестве условной границ между областями преимущественного влияния внутренних и поверх ностных процессов темп нагрева $b = 300$ К/с.

При меньших темпах нагрева толщина теплозащитного покрыти существенно зависит от точности расчета глубины прогрева или, чт то же самое, от точности определения теплофизических свойств.

При этом следует иметь в виду, что с увеличением темпа нагрева происходит смещение зон протекания физико-химических превращений в сторону высоких температур (см. § 9-1). Это смещение приводит к тому, что появляется неоднозначность теплофизических свойств при данной температуре, которая тем существеннее, чем сильнее зависит от структуры или плотности вещества соответствующий теплофизический параметр.

Известно, что уменьшение плотности стеклопластика на 10% приводит к уменьшению коэффициента теплопроводности при нормальной температуре на 20—30%. С ростом температуры влияние пористости на теплопроводность увеличивается.

Теплоемкость неразлагающихся веществ очень слабо зависит от пористости, однако в случае композиционных теплозащитных материалов происходит не только увеличение пористости в зоне реакции, но и изменяется химический состав покрытий (в частности, могут улетучиваться высокомолекулярные компоненты, обладающие большой теплоемкостью). Это, конечно, в некоторой степени отражается на величине удельной теплоемкости. К тому же необходимо учитывать, что теплоемкость входит в уравнение теплопроводности в виде произведения $(\rho c)_{\Sigma}$. В результате у композиционных материалов оба теплофизических параметра λ и $c_{\text{экв}}$ образуют характерную «гистерезисную петлю» на графике зависимости их от температуры, ширина которой соответствует возможному сдвигу реакции при изменении темпа нагрева от 0 до нескольких сотен градусов в секунду (в последнем случае преобладающую роль уже начинает играть поверхностное разрушение).

Тем самым можно заключить, что исследования теплофизических параметров следует рассматривать как комплексную проблему совместного определения многих взаимосвязанных характеристик. Учитывая высокий уровень температур и темпов нагрева, вероятно, следует широко использовать для этого эксперименты в высокотемпературных аэродинамических трубах.

Глава четвертая

ПОРИСТОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Структура пористых материалов и гидродинамика течения в порах

Пористое охлаждение сочетает в себе многие лучшие черты разрушающейся тепловой защиты с преимуществами систем с накоплением тепла. Наиболее важным является то, что за счет активного взаимодействия охладителя с набегающим потоком газа уменьшается тепловой поток к поверхности, но внешний контур поверхности тела не изменяется во времени, как бы долго ни продолжалось тепловое воздействие.

Механизм пористого охлаждения складывается в общем из двух процессов: внутреннего теплообмена, во время которого газ отбирает тепло от пористой стенки при фильтрации к внешней поверхности, и внешнего теплообмена, когда охлаждающий газ, покинув стенку, диффундирует через пограничный слой, разбавляя и оттесняя от поверхности высокотемпературный газовый поток. Именно этот второй процесс обеспечивает более высокую эффективность пористого охлаждения по сравнению с системами накопления тепла.

Прежде всего рассмотрим некоторые общие свойства пористых систем. Под пористой средой обычно понимают твердое тело, содержащее пустые промежутки (поры), распределенные более или менее равномерно по объему тела.

Основной характеристикой такой среды является пористость. Объемная пористость материала $П$ обычно определяется как отношение объема пор $V_п$ к объему тела V_0

$$П = V_п/V_0.$$

Поскольку остальная часть V_T общего объема материала занята частицами твердого каркаса, то отсюда следует:

$$1-П=\frac{V_T}{V_0}.$$

В частности, для пористых материалов с каркасом из сферических частиц диаметром $d_з$ пористость можно определить из

$$П=1-N_з\frac{\pi d_з^3}{6},$$

где $N_з$ — число частиц в единице объема.

Существует ряд экспериментальных методик для определения пористости различных материалов.

Под структурой пористого тела понимают геометрическое строение твердого каркаса, характеризуемое взаимным расположением его элементов.

Для описания структуры пористых тел используются, как правило, упрощенные модели, в основе которых лежит либо представление о порах тела как о капиллярных цилиндрических трубах, либо пористое тело рассматривается как система сферических частиц, которые могут быть и пустотелыми. Эти шары могут быть уложены различным образом. Известно, что наибольшая пористость получается при использовании одинаковых по размеру сферических зерен. В качестве простейших форм укладки можно привести кубическую или ромбическую.

От вида укладки и геометрии частиц зависит величина и форма капилляров между ними. Пористость среды, состоящей из сферических частиц одинакового диаметра определяется только видом укладки. Кубическая укладка (рис. 4-1, *а*) характеризуется пористостью 0,476, а при наиболее плотной — ромбической упаковке (рис. 4-1, *б*) пористость снижается до 0,259. Это значение соответствует теоретически минимальной пористости при упаковке сфер без их деформации.

В реальных материалах практически всегда имеются зерна различных размеров, что заметно снижает пористость и размер пор. Например, при ромбической упаковке диаметр поры, образованной четырьмя шарами диаметром $d_з$, равен 0,156 $d_з$, тремя шарами диаметром $d_з$ и одним шаром диаметром 0,5 $d_з$ — 0,118 $d_з$, при добавлении второго шара малого диаметра размер поры снижается до 0,094 $d_з$. Особенно резко пористость снижается в тех случаях, когда мелкие частицы располагаются в порах, образованных крупными зернами.

Принятая в моделях форма пор очень проста по сравнению с формой пор в реальных телах, полученных тем или иным способом из различных материалов.

Например, металлические пористые материалы обычно получают прессованием порошков со сферическими частицами или плетением волокнистых изделий (рис. 4-1, *в*).

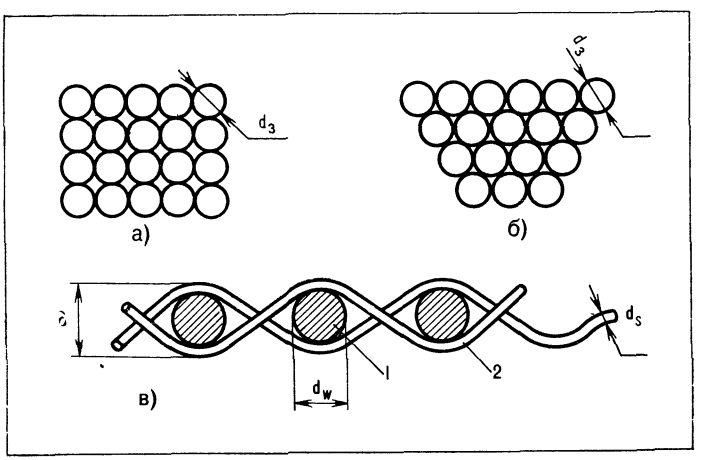
Для обеспечения хорошей механической прочности пористые материалы подвергаются специальной термообработке (спеканию) при температуре порядка 0,8—0,9 температуры плавления. Зерна порошка, как правило, имеют собственную остаточную пористость, лежащую в пределах 8—15%. Поэтому для получаемых из таких порошков материалов характерно наличие пор как между частицами, так и внутри последних. Практически суммарная пористость металлических пористых тел изменяется в довольно узких пределах, составляя 30—40%.

Наиболее употребляемыми материалами при создании проницаемых изделий являются такие металлы, как нержавеющая сталь, вольфрам, никель. Кроме чистых металлов, для изготовления пористых тел используются различные карбиды, керамики и некоторые другие вещества. В этом случае пористая структура формируется в результате предварительного введения в материал и последующего выжигания различных добавок. Такой метод позволяет получать материалы с пористостью до 50—60%.

Аналогично образуется при нагреве и разрушении некоторых композиционных теплозащитных материалов пористый прококсованный слой (см. гл. 9).

Рис. 4-1. Модели структуры пористых материалов.

а — кубическая упаковка; *б* — ромбическая; *в* — плетеная сетка из волокон; *1* — основная нить; *2* — крепящая нить.



Пористые материалы обладают развитой внутренней поверхностью. Обычно указывают удельную поверхность, под которой понимают суммарную площадь поверхности внутренних пор, приходящуюся на единицу объема материала:

$f_{уд}$ = площадь пор/объем тела.

Очевидно, что у проницаемых материалов, обладающих мелкозернистой структурой, удельная внутренняя поверхность намного больше, чем у материалов с крупнозернистой структурой. У материалов, спрессованных из сферических частичек, внутреннюю поверхность нетрудно подсчитать

$$f = N_з \pi d_з^2 = \frac{6}{d_з}(1 - П).$$

Величина удельной поверхности играет важную роль при расчете теплообмена между твердым каркасом и охлаждающим веществом. Можно получить формулы для расчета пористости и внутренней поверхности теплообмена в плетеных материалах, однако число входящих в эти формулы параметров резко возрастает (диаметры основной и крепящей нитей, число основных нитей на единицу длины материала, и т. д.). В действительности, как частицы в зернистых материалах, так и проволоки в плетеных структурах при нагрузке могут деформироваться, поэтому значения как $П$, так и f оказываются меньше расчетных. С другой стороны, при диаметрах частиц более 20 мкм не удается достигнуть их достаточно плотной упаковки и поэтому f превышает расчетное значение. В итоге у зернистых материалов действительная величина f может отклоняться почти в 2 раза вверх или вниз относительно теоретического значения. Плетеные материалы в этом отношении намного стабильнее (отклонения от расчетных значений не превышают 30%).

Для оценки действительной пористости обычно используется ее связь с плотностью $\rho_S = \rho_0 (1 - П)$ или $П = 1 - (\rho_S/\rho_0)$.

Плетеные материалы имеют ряд важных преимуществ перед порошковыми: их прочность намного выше; технологически легко получить материал с заданной и притом достаточно равномерной пористостью (определяется типом исходной сетки); используя намотку, можно формировать изделия любых размеров.

Пористый материал должен обладать максимальной проницаемостью для охладителя, высокой прочностью, позволяющей изделию выдерживать перепад давления между охладителем и набегающим потоком, достаточно равномерной проницаемостью по поверхности изделия, развитой теплоотдающей поверхностью между пористым каркасом и охладителем, возможностью достижения поверхностью высокой температуры.

Пористое охлаждение может быть реализовано с помощью нескольких конструктивных решений. Для определенности собственно пористым называют лишь такое охлаждение, когда через поверхность с равномерной пористостью подают газообразный охладитель.

Рассмотрим процессы, определяющие эффективность пористого охлаждения. Охладитель поступает к нижней поверхности пористой стенки с температурой T_0 и расходом G_g (рис. 4-2). Навстречу ему от внешнего потока по твердым перемычкам, образующим стенки пор, распространяется тепло с помощью молекулярной теплопроводности. После

достижения стационарного состояния в теле и в газе устанавливаются с ответствующие температурные профили: $T_S(y)$ и $T_g(y)$. Связь между н ми определяется интенсивностью внутреннего теплообмена в порах, т. коэффициентом α_V.

Для расчета пористой системы охлаждения необходимо знать коэ фициент теплопроводности пористой матрицы, расход газа и коэффиц ент внутреннего теплообмена α_V.

Рассмотрим особенности движения жидкости через пористые с стемы. Скорость течения охладителя в порах при заданном перепа давления Δp поперек пористой стенки толщиной h может быть устано лена с помощью закона Дарси

$$v = \frac{K_П}{\mu}\frac{\Delta p}{h}. \qquad (4$$

Коэффициент вязкости μ зависит от типа охладителя, а коэфф циент проницаемости $K_П$ определяется структурой пористого материала.

При увеличении расхода газа, а точнее, при некоторых числах Рейнольдса $\mathrm{Re}_П$, превышающих критическое значение $\mathrm{Re}_{П\,кр}$, уравнение (4-1) уже не в состоянии правильно описать картину течения. В этом случае используется уравнение

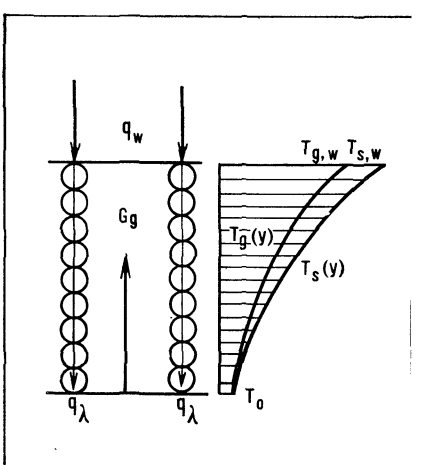
$$\frac{\Delta p}{hv} = \alpha\mu + \frac{\beta\rho_g}{g}v, \qquad (4\text{-}2)$$

где первое слагаемое соответствует закону Дарси, а второе учитывает инерционную составляющую сопротивления в криволинейных каналах переменного сечения. Для металлических пористых сред коэффициенты α и β могут быть вычислены по формулам:

$$\alpha = \frac{7{,}22\cdot 10^{17}}{П^{3{,}81}}; \quad \beta = \frac{1{,}26\cdot 10^{12}}{П^{6{,}35}}.$$

Рис. 4-2. Перенос тепла и массы в порис материале.

q_λ — тепло, передаваемое теплопроводнос по каркасу; $T_g(y)$ — профиль температурь охладителе; $T_s(y)$ — профиль температурь пористой стенке.



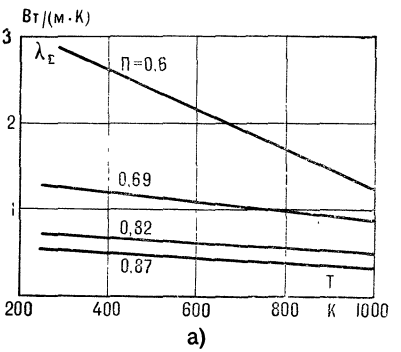
Экспериментальные исследования показывают, что критическое число Рейнольдса может принимать различные численные значения зависимости от структуры пористой стенки и свойств охладителя:

$$\mathrm{Re}_{П,кр} = \frac{v\rho_g d_э}{\mu П} = 1 \div 10.$$

4-2. Теплопроводность пористых тел

На эффективную теплопроводность λ_Σ пористых материалов при прочих равных условиях оказывает влияние теплопроводность твердой фазы λ_S (рис. 4-3). При этом для одних пористых материалов (на основе Al_2O_3, BeO, MgO и др.) коэффициент теплопроводности с ростом температуры уменьшается (рис. 4-4, *а*), в то время, как для других, изготовленных на основе SiO_2, ZrO_2, — увеличивается (рис. 4-4, *б*).

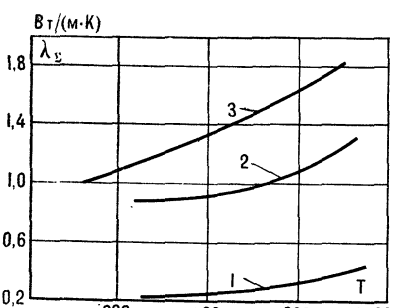
Из рис. 4-4 видно, что решающее влияние на λ_Σ оказывает пористость, поскольку сами поры вследствие низкой проводимости газа являются эффективным барьером на пути распространения тепла.



а)

Рис. 4-4. Зависимость эффективной теплопроводности от пористости и температуры [Л. 4-7].

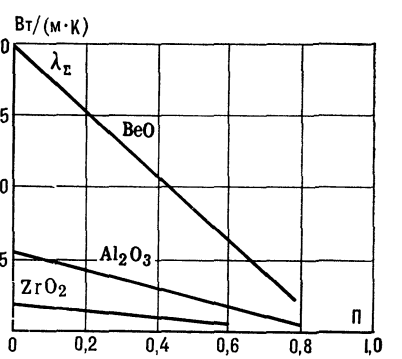
а — корундовая пористая пенокерамика; *б* — пористый плавленый кварц; *1* — пенокерамика, $П=0{,}835$; *2* — прессованная керамика, $П=0{,}2$; *3* — монолитное кварцевое стекло, $П=0{,}05 \div 0{,}07$.



б)

Рис. 4-3. Влияние пористости на коэффициент эффективной теплопроводности различных веществ.

$T=1070$ К [Л. 4-7].



Исходя из структуры материала, характера кладки его зерен, можно построить модель передачи тепла путем теплопроводности и на ее основе вычислить коэффициент теплопроводности λ_Σ.

По-видимому, первой теорией, использованной для расчета коэффициента теплопроводности λ_Σ, была теория электротепловой аналогии.

В своем классическом курсе электричества и магнетизма Максвелл дал расчет электропроводности системы, содержащей сферические частицы с отличающейся электропроводностью. Естественно, что у последующих исследователей возникла мысль распространить эти расчеты на случай теплопроводности, поскольку аналогия между этими двумя процессами достаточно очевидна. Позже появилось большое число работ, посвященное анализу структуры пористой системы.

Пористый материал условно можно рассматривать как систему, состоящую из чередующихся между собой плоских слоев твердого и газообразного веществ. При этом обычно анализируются два предельных случая.

В первом варианте тепловой поток передается перпендикулярно слоям. Иначе говоря, термическая связь между отдельными элементами тела в направлении потока тепла совершенно отсутствует (рис. 4-5, *а*).

Во втором случае тепловой поток направлен параллельно слоям, т. е. условия контакта между отдельными частицами в направлении потока тепла идеальные (рис. 4-5, *б*). Формулы для теплопроводности пористых тел, соответствующие этим двум случаям, имеют следующий вид:

$$\lambda_\Sigma = (\lambda_g \lambda_S)/[\lambda_g (1 - П) - \lambda_S П]; \tag{4-3}$$

$$\lambda_\Sigma = \lambda_S (1 - П) + \lambda_g П, \tag{4-4}$$

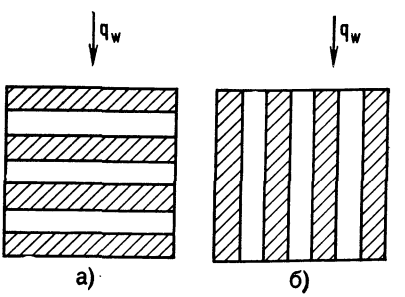
где λ_S и λ_g — соответственно коэффициенты теплопроводности твердой и газовой фаз; $П$ — пористость материала, выраженная в долях.

Теплопроводность металла λ_S, из которого изготовляется пористый каркас, намного превосходит теплопроводность газа, заполняющего поры, поэтому формулу (4-4) можно упростить до следующей зависимости.

$$\lambda_\Sigma = \lambda_S (1 - П). \tag{4-5}$$

Таким образом, модель пористого тела в виде параллельных тепловому потоку твердых пластин приводит к линейной зависимости коэффициента эффективной теплопроводности от величины пористости.

Рис. 4-5. Упрощенные схемы для расчета теплопроводности пористых материалов.



На рис. 4-6 дается сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\lambda_\Sigma / \lambda_S$ в зависимости от пористости. Видно, что линейная зависимость $\lambda_S(П)$ сохраняется, однако наклон этой прямой для прессованных порошков намного больше, чем следует из теории. Это связано с наличием контактных термических сопротивлений на границах между частицами или волокнами пористого каркаса. Для расчета коэффициента

теплопроводности порошковых материалов можно рекомендовать аппроксимационную зависимость типа

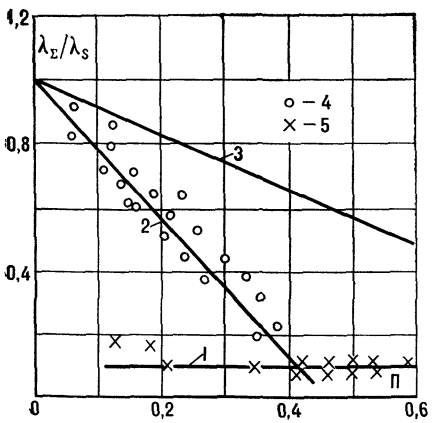
$$\lambda_\Sigma = \lambda_S\left(1 - \frac{П}{0{,}48}\right); \quad П < 0{,}45. \tag{4-6}$$

Обращает на себя внимание очень слабая зависимость λ_Σ от пористости у волокнистых материалов. По-видимому, это связано с тем, что волокна в таких материалах расположены перпендикулярно к вектору теплового потока, отсюда эффективная теплопроводность такой системы в основном определяется контактными термическими сопротивлениями между соседними волокнами. Существующие расчетные формулы для определения эффективного коэффициента теплопроводности λ_Σ пористых материалов описаны в работе [Л. 4-3].

Экспериментальные данные указывают на зависимость коэффициента теплопроводности при одинаковой пористости $П$ от размера и формы пор (рис. 4-7). Влияние этих двух параметров связано с появлением свободной конвекции в порах и обычно лежит в пределах 10—15%. Следует отметить, что при малых плотностях пористых систем свободная конвекция может стать основным механизмом переноса тепла в них, причем коэффициент эффективной теплопроводности λ_Σ при уменьшении ρ_S может даже увеличиваться. Однако в системах пористого охлаждения свободная конвекция не играет существенной роли из-за наличия интенсивного направленного потока фильтрующихся газов.

Рис. 4-6. Влияние пористости различных систем на теплопроводность [Л. 4-19].

1 — плетеные системы; *2* — прессованные порошки; *3* — расчет $\frac{\lambda_\Sigma}{\lambda_S} = (1-П)$; *4* — экспериментальные значения для порошковых систем; *5* — экспериментальные значения для плетеных систем.



При высоких температурах приходится учитывать не только изменение с температурой теплопроводности твердого каркаса λ_S и теплопроводности газа $\lambda_g(T)$, но и дополнительный перенос тепла излучением. При этом считается, что излучение входит в эффективный коэффициент λ_Σ в виде слагаемого $\lambda_R(T)$. Стенки пор можно представить в виде экранов, воспринимающих энергию излучения и одновременно испускающих ее. Чем больше таких экранов, тем меньше вклад излучения в общий перенос тепла.

Рассмотрим процесс «радиационной теплопроводности» на примере простейшей пористой ячейки, имеющей форму параллелепипеда высотой h. Пусть температура его верхней стенки T_1 больше температуры

нижней стенки T_2, а боковые поверхности в теплообмене излучением не участвуют. Тогда тепловой поток, излучаемый верхней стенкой, равен $\varepsilon\sigma T_1^4$, а нижний — $\varepsilon\sigma T_2^4$. Если учитывать только однократное отражение на противоположных поверхностях, то результирующий тепловой поток от верхней стенки к нижней равен разности:

$$q_R^{(1-2)} = \varepsilon^2\sigma\left(T_1^4 - T_2^4\right). \tag{4-7}$$

Используя коэффициент «радиационной теплопроводности» λ_R, можно выразить $q_R^{(1-2)}$ формулой, аналогичной уравнению Фурье для молекулярной теплопроводности. При этом для малых разностей температур $(T_1 - T_2)$:

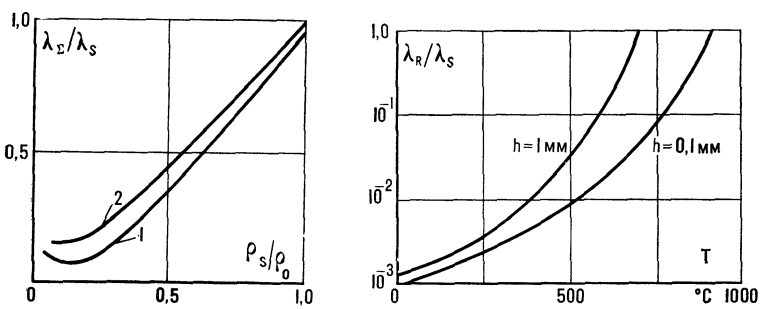
$$q_R^{(1-2)} = \lambda_R \frac{(T_1 - T_2)}{h} = \left(4\varepsilon^2\sigma T_1^3 h\right)\frac{T_1 - T_2}{h}. \tag{4-8}$$

При низких температурах λ_R обычно много меньше коэффициента молекулярной теплопроводности твердых веществ λ_S (рис. 4-8). Но с ростом температуры наблюдается быстрое изменение соотношения между «радиационной» λ_R и молекулярной λ_S составляющими коэффициента теплопроводности, причем увеличение размера пор приводит к существенному возрастанию вклада излучения. Эти закономерности иллюстри-

Рис. 4-7. Зависимость теплопроводности пористых систем от плотности пористого материала при комнатных температурах [Л. 4-4].

1 — $d_{\text{пор}} < 0{,}5$ мм; *2* — $d_{\text{пор}} = 2$ мм.

Рис. 4-8. Зависимость отношения «радиационной» и молекулярной теплопроводности λ_R/λ_S от температуры для двух размеров пор h.



руются на рис. 4-8: при температуре $T = 1000$ К и высоте пористой ячейки $h = 1$ мм радиационная составляющая эффективного коэффициента теплопроводности оказывается одного порядка с молекулярной.

Ясно, что геометрия пористой среды сильно влияет на величину λ_R. Иногда вводят специальный множитель, учитывающий форму пор; для

вытянутых в направлении градиента температур цилиндров он равен 1, для сфер —0,66, для цилиндров, перпендикулярных потоку тепла, —0,8. Учет углового распределения излучения в кубической поре с ребром h в предположении значительной степени черноты ε приводит к следующему выражению:

$$\lambda_R = 2\varepsilon^2\sigma T^3 h.$$

Поглощательная способность стенок принята также равной ε.

4-3. Теплообмен между пористой матрицей и фильтрующейся охлаждающей жидкостью

Для расчета теплообмена в пористой среде необходимо записать вместо одного уравнения теплопроводности, как это имеет место в сплошном твердом материале, два уравнения переноса тепла для каждой фазы в отдельности (газа и твердой матрицы). Связь между ними осуществляется уравнением теплоотдачи с коэффициентом теплообмена α_V. Ограничимся рассмотрением квазистационарного течения газа в пористой матрице и учтем, что перенос тепла за счет молекулярной теплопроводности в процессе фильтрации газа через поры много меньше конвективного переноса.

Уравнения, описывающие перенос тепла в пористом материале и охладителе, могут быть соответственно записаны:

$$\frac{d^2T_S}{dy^2} = \frac{\alpha_V}{(1-\Pi)\lambda_S}(T_S - T_g) = a(T_S - T_g); \tag{4-9}$$

$$\frac{dT_g}{dy} = \frac{\alpha_V}{c_g G_g}(T_S - T_g) = b(T_S - T_g), \tag{4-10}$$

где α_V — объемный коэффициент теплообмена внутри пор, Вт/(м^3·К); T_S — температура пористой стенки; T_g — температура охлаждающей жидкости; Π — пористость; c_g — изобарная теплоемкость газа.

Если ввести понятие об эффективности пористой системы охлаждения

$$\eta = (T_{gw} - T_0)/(T_{Sw} - T_0), \tag{4-11}$$

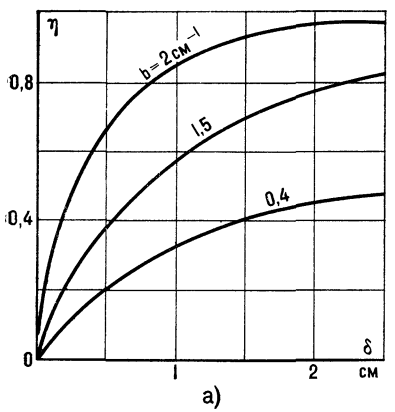
то, помимо коэффициентов a и b, входящих в уравнения (4-9) и (4-10), она должна зависеть еще от толщины пористой стенки δ. На рис. 4-9 представлены зависимости η от δ, a и b. Видно, что при заданном a увеличение коэффициента b (например, за счет уменьшения c_g) ведет к выравниванию температурных профилей в твердой и газообразной фазах.

Напротив, при заданном b целесообразно уменьшить коэффициент a, а это требует увеличения теплопроводности твердой фазы, которое приведет к более пологому температурному профилю.

Рис. 4-9. Зависимость эффективности пористой системы η от толщины пористой модели δ и коэффициентов b и a.
а — a=0,3 см$^{-2}$; *б* — δ=0,6 см [Л. 4-19].

Рис. 4-10. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса для внутреннего теплообмена в пористом теле.
1, *3*, *4* — экспериментальные данные; *2* — расчет по формуле $Nu_П = 0{,}1\ Re_П$.

Рис. 4-11. Зависимость разности температур между пористым каркасом и охладителем ($T_S - T_g$) на поверхности стенки от расхода охладителя G и объемного коэффициента теплоотдачи α_V [Л. 3-7]



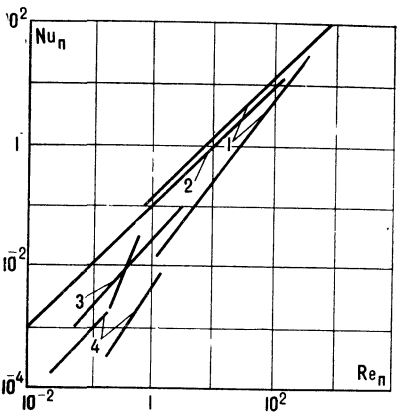


Рис 4-10.

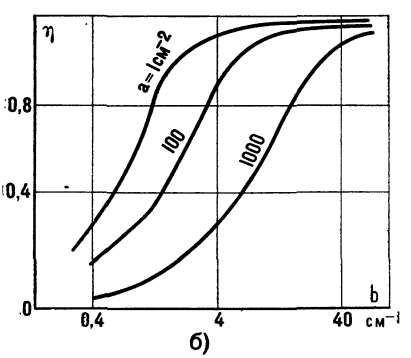


Рис. 4-9.

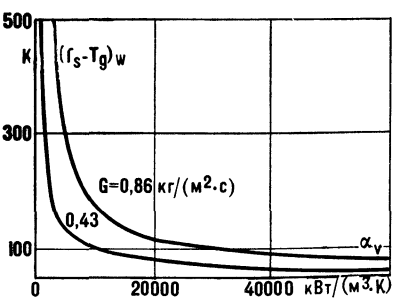


Рис. 4-11

Температуру охладителя на выходе из пористой стенки ввиду малости пор предполагают равной температуре стенки. Экспериментальные и теоретические данные по теплообмену внутри пористого материала свидетельствуют, что температура охладителя на выходе из стенки может быть значительно ниже температуры пористого каркаса (рис. 4-11).

Из вышеизложенного видно, что температурное равновесие в пористом теле сильно зависит от коэффициента внутреннего теплообмена α_V, входящего в параметры a и b. Ранее мы относили коэффициент теплообмена к единице поверхности, однако в случае пористых систем мы не можем точно определить всю омываемую поверхность, поэтому принято относить общее количество поглощенного тепла к единице объема пористого тела и разности температур в нем. Рассматривая теплообмен поверхности пор с протекающим через них охладителем как сток тепла мощностью q_V, кВт/м^3, можно записать выражение для коэффициента внутреннего теплообмена, отнесенного к единице объема пористого материала, как $\alpha_V = q_V/\Delta T$. Так же как и в случае конвективного теплообмена при внешнем обтекании, интенсивность внутреннего теплообмена можно выразить с помощью критериальных соотношений:

$$\mathrm{Nu}_{П} = f(\mathrm{Re}_{П}, \mathrm{Pr}, П),$$

где в число Нуссельта $\mathrm{Nu}_{П} = \alpha_V d_{П}^2/\lambda_g$ входит коэффициент α_V. В качестве характерного размера выбирают некоторый условный диаметр пор $d_{П}$, определяемый эмпирическим соотношением: $d_{П} = (100\ П)^{-3{,}9}$ м. Существующие экспериментальные данные показывают (рис. 4-10), что при $1 < \mathrm{Re}_{П} = \dfrac{G_g d_{П}}{\mu_g} \leqslant 200$ имеет место соотношение

$$\alpha_V = 0{,}1 \frac{\lambda_g}{\mu_g} \frac{G_g}{d_{П}} = 0{,}1 \frac{c_g G_g}{\mathrm{Pr}_g d_{П}}.$$

Однако когда числа Рейнольдса больше 200 (т. е. при больших расходах газа) закон теплообмена меняется на

$$\alpha_V = 0{,}6 \frac{\lambda_g}{\mu_g^{0,7}} \frac{G_g^{0,7}}{d_{П}^{1,3}}.$$

На практике при скоростях подачи охладителя 0,1—1 кг/(м^2·с) коэффициент внутренней теплоотдачи равен 1000—10 000 кВт/(м^3·К), при этом разность температур между газом и стенками пор не превышает 100 К. Влияние теплофизических свойств охладителя на интенсивность теплообмена внутри пористого тела можно учесть с помощью числа Прандтля, которое согласно полученным данным входит в критериальное уравнение теплообмена в той же степени, что и число Рейнольдса. Однако экспериментальных данных о величине и характере изменения коэффициента внутреннего теплообмена еще пока очень мало. В основном исследованы простейшие пористые тела, типа спеченных порошков монодисперсного состава. Отсутствуют данные о влиянии на α_V соотношения между длиной и диаметром капилляров, свойств материала.

Физические процессы в пристенном слое при вдуве газа в окрестности точки торможения

При вдуве охладителя через пористую поверхность в пограничный слой происходит утолщение этого слоя и одновременно деформируются профили скорости и температуры (рис. 4-12). Нетрудно показать из уравнения сохранения количества движения (см. гл. 2), что профиль скорости при наличии вдува должен иметь точку перегиба. Действительно,

$$(\rho v)_w \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w = \mu_w \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_w > 0.$$

Поскольку первая производная от скорости, пропорциональная трению τ_w, положительна, то и вторая производная $(\partial^2 u/\partial y^2)_w$ также больше нуля. Отсюда тангенс угла наклона профиля скорости по координате $\operatorname{tg}\alpha = \partial u/\partial y$ вблизи стенки должен возрастать с увеличением y, тем самым в зависимости скорости от координаты появится точка перегиба, ибо на границе пограничного слоя $\operatorname{tg}\alpha \to 0$.

Подача газа через стенку приводит к затормаживанию газового потока, причем тем сильнее, чем меньше его кинетическая энергия. Поэтому у стенки эффект вдува должен быть выше. Между защищаемой поверхностью и высокотемпературным газовым потоком образуется слой

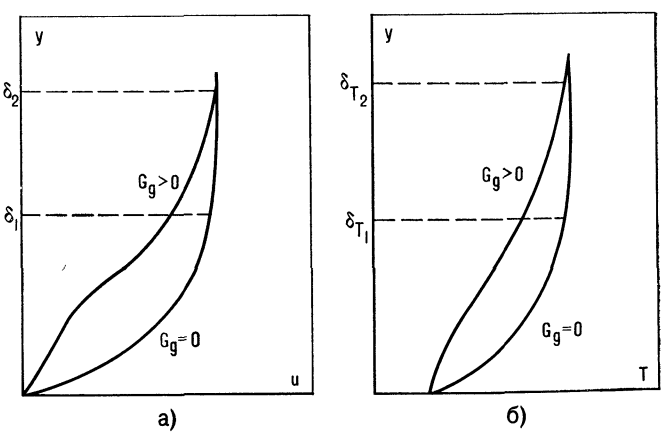


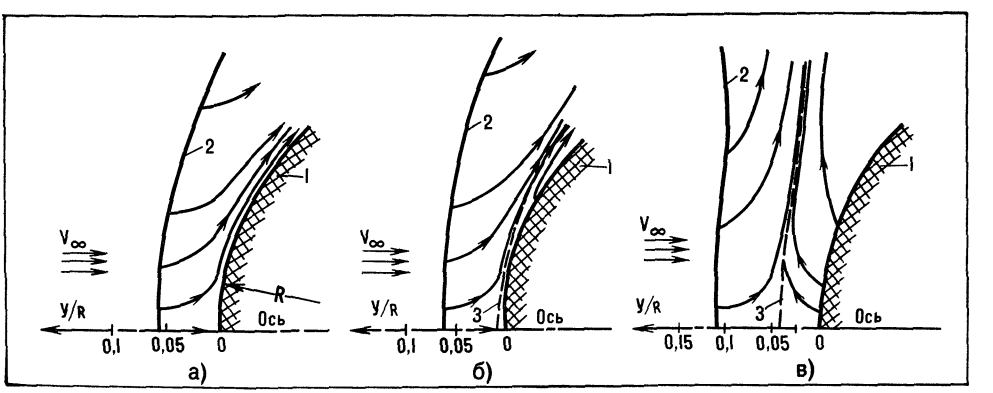
Рис. 4-12. Характер изменения профилей скорости (*а*) и температуры (*б*) в пограничном слое на поверхности тела, через которую вдувается газообразный охладитель, по сравнению со случаем непроницаемой поверхности.

газа, который не только изменяет процесс теплообмена, но даже воздействует на толщину сжатого слоя и характер течения в нем. На рис. 4-13 показано распределение линий тока при отсутствии и наличии вдува газообразных продуктов в пограничный слой. В случае непроницаемой стенки (рис. 4-13, *а*) текущий в вязком сжатом слое газ полно-

стью состоит из газа набегающего потока, прошедшего через ударную волну. Если вдоль поверхности тела осуществляется равномерный вдув газа, то слой в непосредственной близости от поверхности состоит из вдуваемого газа (рис. 4-13, *б*, *в*). Из рисунка видно, что при 10%-ном и 50%-ном вдувах охладителя появляется некая разделяющая линия тока, с одной стороны которой находится охладитель, а с другой — газ набегающего потока. На рис. 4-13, *в* можно наблюдать утолщение сжатого слоя и заметное изменение картины линий тока, т. е. интенсивный вдув приводит к тому, что внешний поток обтекает не исходное тело, а некоторое новое той же формы, но с большими размерами.

Поступающий в пограничный слой охладитель может вступать в многочисленные химические реакции с компонентами набегающего потока. Это усложняет расчет пограничного слоя, требует обязательного учета многокомпонентности смеси, различия в коэффициентах диффузии, а также в других переносных свойствах отдельных ее составляющих. Тем не менее многочисленные расчетные и экспериментальные исследования позволили установить ряд простых закономерностей, связывающих интенсивность теплообмена с расходом охладителя.

Рис. 4-13. Линии тока в сжатом слое при наличии и отсутствии вдува.
а — вдув отсутствует; *б* — равномерный вдув, $\frac{\rho_w v_w}{\rho_e u_e}=0{,}1$; *в* — равномерный вдув, $\frac{\rho_w v_w}{\rho_e u_e}=0{,}5$; *1* — обтекаемое тело; *2* — граница вязкого сжатого слоя (ударная волна); *3* — разделяющая линия тока.



Вдуваемый газ, проникая в пограничный слой, нагревается от температуры поверхности T_w до некоторой температуры, близкой к температуре газа в набегающем потоке.

Если вдуваемый газ и набегающий поток имеют один и тот же состав, то по аналогии с прогревом твердых веществ можно предполо-

жить, что поглощение тепла за счет вдува будет описываться следующим выражением:

$$q_0 - q_w = q_{вд} = \gamma G_g (I_e - I_w), \tag{4-12}$$

где q_0 и q_w — тепловые потоки соответственно к непроницаемой и проницаемой поверхностям, а $q_{вд}$ — тепловой эффект вдува.

Параметр γ, обычно называемый коэффициентом вдува, характеризует способность охладителя снижать тепловой поток к поверхности. Степень нагрева газообразного охладителя в пограничном слое существенно связана с режимом течения основного потока, характером перемешивания основного потока и охладителя, физическими свойствами охладителя и набегающего газа и т. д. В результате γ отличен от 1.

Из уравнения (4-12) легко получить связь между коэффициентом теплообмена $(\alpha/c_p)_w$ и безразмерным расходом охладителя: $\bar{G}_g = G_g/(\alpha/c_p)_0$:

$$\left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 - \gamma G_g = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 (1 - \gamma \bar{G}_g). \tag{4-13}$$

Некоторые чисто качественные соображения указывают на то, что с помощью приведенной линейной формулы можно также учитывать и различие физических свойств охладителя и набегающего газового потока. Действительно, как показано в гл. 2, на интенсивность теплообмена на непроницаемой поверхности q_0 влияют следующие физические параметры газа: теплоемкость c_p, теплопроводность λ, плотность ρ, коэффициент диффузии D_{12} и вязкость μ. Согласно молекулярно-кинетической теории у идеальных газов при постоянных давлении p_e и температуре T_e все упомянутые характеристики представляют собой функции одной физической величины — молекулярной массы:

$$c_p \sim M^{-1}; \quad \lambda \sim M^{-0,5}; \quad \rho \sim M; \quad D_{12} \sim M^{-0,5}; \quad \mu \sim M^{0,5}.$$

При этом коэффициенты теплопроводности, диффузии и вязкости зависят также от эффективного диаметра столкновений, а теплоемкость — от числа степеней свободы молекулы (при условии, что число атомов в молекулах набегающего и вдуваемого газов одинаково).

Поскольку все указанные свойства газов являются функцией молекулярной массы, то можно предположить, что в рассматриваемой постановке задачи влияние природы вдуваемого газа на теплообмен можно выразить через отношение молекулярных масс вдуваемого и набегающего газов. Тогда коэффициент вдува γ запишется

$$\gamma = a (M_e/M_g)^b. \tag{4-14}$$

Несмотря на некоторую упрощенность такого подхода, большинство экспериментальных и расчетных работ говорит о предпочтительности использования молекулярной массы в качестве параметра, характеризующего индивидуальные свойства вдуваемого и набегающего газов, по

сравнению со всеми другими возможными параметрами. Анализ имеющихся расчетных работ показывает, что ни одной из следующих величин: c_p, λ, ρ, D_{12}, μ нельзя приписывать определяющую роль во влиянии на теплообмен при вдуве различных газов. Все указанные факторы при анализе эффективности вдува учитываются коэффициентом $(\alpha/c_p)_0$. Эти же расчеты показывают, что параметр вдува γ не зависит ни от температурного фактора, ни от скорости обтекания или давления торможения.

На рис. 4-14 представлены результаты численных расчетов [Л. 4-11] влияния вдува инородных газов в набегающий поток воздуха на теплообмен в точке торможения затупленного осесимметричного тела. Видно, что тепловые потоки при вдуве водорода и паров двуокиси кремния довольно сильно отличаются. Обработка результатов расчета позволила рекомендовать следующую аппроксимационную формулу для коэффициента вдува в ламинарный пограничный слой $\gamma_л$:

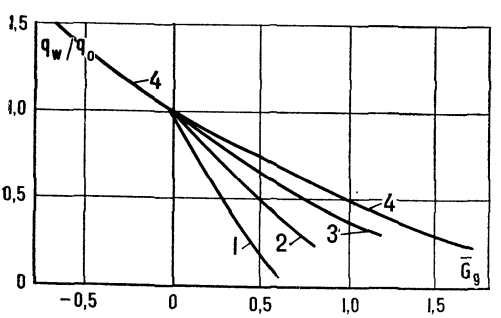
$$\gamma_л = 0{,}56\,(M_e/M_g)^{0{,}29}. \qquad (4\text{-}15)$$

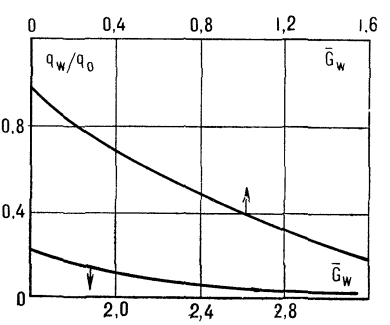
Значения $\gamma_л$ и диапазон изменения $\overline{G}_g$, в пределах которого зависимость q_w/q_0 на рис. 4-14 остается *линейной* при вдуве различных газов, приводятся в табл. 4-1 [Л. 4-11]. Влияние формы обтекаемого тела на параметр вдува приведено в табл. 4-2.

Рис. 4-14. Влияние на теплообмен в потоке воздуха вдува различных газов.

1 — водород; *2* — гелий; *3* — воздух, углекислый газ; *4* — двуокись кремния (пары).

Рис. 4-15. Влияние вдува продуктов разрушения графита в воздушной среде на теплообмен [Л. 4-17].





В литературе описано и другое, более сложное выражение

$$\gamma = \gamma_л = 0{,}6\,(M_e/M_g)^{0{,}24}\,(I_w/I_e)^{-0{,}03}. \qquad (4\text{-}16)$$

которое учитывает неравенство температуры стенки и температуры набегающего газового потока.

Таблица 4-1. **Коэффициенты вдува различных газов в воздух (ламинарный пограничный слой)** [Л. 4-11]

Вдуваемый газ	$\nu_л$	Диапазон $\bar{G}_g$, отвечающий линейному изменению q_w/q_0	Максимальная погрешность ν, %
Воздух	0,65	—0,5 ÷ 1,0	10
H_2	1,90	0—0,4	10
He	1,03	0—0,75	10
CO_2	0,67	0—0,8	5
SiO_2	0,50	0—1,3	5

Таблица 4-2. **Влияние формы тела на величину постоянного множителя a в формуле (4-14)**

Геометрия тела	Множитель a
Пластина, конус	0,8
Точка торможения осесимметричного тела	0,6
Точка торможения в плоском потоке (клин)	0,55
Острый конус под углом атаки	0,6

Зависимость q_w/q_0 от G_g остается линейной лишь при $q_w/q_0 > 0{,}5$. Как показывают расчеты и эксперименты с разрушающимися теплозащитными материалами, тепловой поток к стенке не обращается в нуль даже при высоких скоростях вдува газообразных компонент. На рис. 4-15 представлены результаты расчета разрушения графита в диссоциированном потоке воздуха. Обратим внимание на два обстоятельства:

1. Учет химических реакций на поверхности, через которую газообразные продукты поступают в пограничный слой, не изменил принципиально вида зависимости теплового потока от расхода этих продуктов $\bar{G}_w$;

2. Начальный линейный участок зависимости $q_w(\bar{G}_w)$ сменяется на криволинейный. С ростом $\bar{G}_w$ зависимость асимптотически стремится к нулю.

По первому из них следует сделать дополнительные пояснения. В отличие от вдува однородных, химически нейтральных газов разрушение теплозащитных материалов обычно связано не только с подачей компонент в пограничный слой, но и с отсосом на поверхности определенных составляющих набегающего потока. В рассмотренном выше варианте с графитом такой отсасываемой компонентой был кислород воздуха.

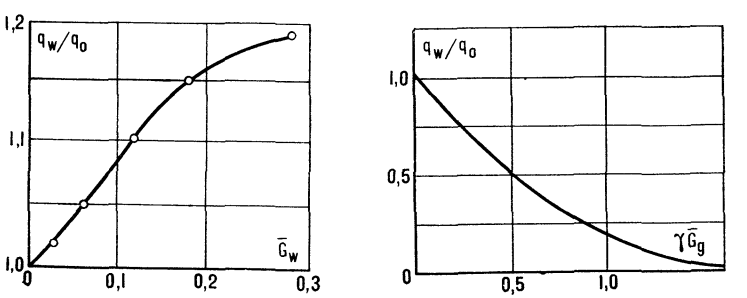
При отсосе тепловой поток также изменяется, однако в отличие от вдува величина q_w с ростом $\bar{G}_w$ увеличивается. В остальном все отмеченные ранее эффекты, в том числе и зависимость от молекулярной мас-

сы газа, сохраняются полностью. Может сложиться такая ситуация, что увеличение теплового потока при отсосе легкого газа из набегающего потока превзойдет по величине снижение q_w за счет вдува продуктов химической реакции, образовавшихся на поверхности. Тогда, несмотря на то что результирующий расход компонент с поверхности оказывается положительным, тепловой поток по мере приращения G_w будет увеличиваться. Результаты расчетов горения углерода в смеси водорода и азота, представленные на рис. 4-16, иллюстрируют отмеченную особенность. На поверхности графита образуется ацетилен с молекулярной массой $M_{C_2H_2} = 26$, при этом из внешнего потока через пограничный слой отсасывается водород с $M_{H_2} = 2$. Из рисунка видно, что скорость увеличения теплового потока с ростом расхода углерода постепенно замедляется. Это связано с тем, что гетерогенное горение углерода на поверхности сменяется гомогенной реакцией углерода с водородом в пограничном слое, тогда как на поверхности начинается сублимация углерода. Перенос фронта реакции в глубину пограничного слоя снижает влияние эффекта отсасывания водорода.

Рассмотренный пример указывает на важность расчета коэффициента вдува для смесей газов с учетом определенных сопутствующих факторов. Попытка описать эффект вдува смеси той же формулой (4-15), заменив в ней молекулярную массу одиночного газа M_g на молекуляр-

Рис. 4-16. Зависимость относительного теплового потока от безразмерной скорости уноса массы $\bar{G}_w$ при разрушении графита в смеси водорода и азота [Л. 4-15].

Рис. 4-17. Универсальная зависимость относительного теплового потока от приведенного расхода газообразного охладителя $\gamma\bar{G}_g$ [Л. 4-15].



ную массу смеси M_Σ, непригодна хотя бы потому, что при этом не может быть объяснен факт увеличения теплового потока, представленный на рис. 4-16. Более правомерным представляется расчет коэффициента вдува смеси γ как среднеарифметического значения коэффициентов γ_i для отдельных компонент, взятых с весовым множителем, равным отно-

сительным расходам этих компонент с учетом знака ($G_i>0$ при вдуве и $G_i<0$ при отсосе). Тогда

$$\gamma = \Sigma\gamma_i\, G_i/G_w,$$

где $G_w=\Sigma G_i$.

Если на поверхности происходит вдув сразу нескольких компонент, то это соотношение равносильно аддитивному учету эффекта вдува каждой из них:

$$\frac{q_w}{q_0} = 1 - [\gamma_1\overline{G}_1 + \gamma_2\overline{G}_2 + \cdots]. \tag{4-17}$$

Накопленный в процессе численных расчетов опыт позволил обобщить их результаты в виде некоторой универсальной зависимости теплового потока от приведенного расхода охладителя. Оказалось, что не только на участке линейного изменения q_w/q_0, но и в области, где кривая асимптотически стремится к нулю, в зависимость теплового потока от расхода охладителя входит один и тот же параметр γ. Поэтому если использовать в качестве аргумента произведение $\gamma\overline{G}_g$, то полученная зависимость для коэффициента теплообмена (рис. 4-17) оказывается единой для всех газов и может быть описана простыми аналитическими выражениями. Можно рекомендовать двухступенчатую аппроксимацию для коэффициента теплообмена [Л. 4-16]:

$$\psi = \frac{(\alpha/c_p)_w}{(\alpha/c_p)_0} = \begin{cases} 1 - \gamma\overline{G}_g, & \text{если} -0{,}3 < \gamma\overline{G}_g < 0{,}4, \\ 1{,}012 - 1{,}16\,(\gamma\overline{G}_g) + 0{,}325\,(\gamma\overline{G}_g)^2, \\ \text{если } 0{,}4 < \gamma\overline{G}_g < 1{,}2. \end{cases} \tag{4-18}$$

Для оценочных расчетов достаточно более простого приближения:

$$\psi = 1/[3\,(\gamma\overline{G}_g)^2 + \gamma\overline{G}_g + 1]. \tag{4-19}$$

В последние годы значительный интерес проявляется к проблемам, связанным с интенсивным вдувом, когда массовая скорость вдуваемого газа сравнима с удельным расходом газа в набегающем потоке (расходом газа набегающего потока, отнесенным к единице обтекаемой поверхности тела). Прежде всего это связано с тем, что при больших вдувах происходит практически полное оттеснение внешнего потока от стенки. При этом пограничный слой можно считать состоящим из двух частей: внутреннего слоя с почти постоянными температурой и составом газа и внешнего, в котором температура и скорость увеличиваются, достигая соответствующих значений в невозмущенном потоке. Случай больших скоростей вдува интересен в связи с проблемой входа тел в атмосферы планет со скоростью, равной второй космической или превосходящей ее, при которой радиационные тепловые потоки к телу достигают значительных величин.

4-5. Аналогия между тепло- и массообменом и трением. Вдув в турбулентный пограничный слой

Коэффициент массообмена из аналогии процессов массо- и теплообмена определен в гл. 2 как отношение диффузионного потока массы данной компоненты j_k к разности ее концентраций в пограничном слое $(c_{k,e}—c_{k,w})$. Там же было выведено соотношение, связывающее коэффициенты массо- и теплообмена на непроницаемой поверхности:

$$\beta_0 = (\alpha/c_p)_0 (\mathrm{Le})^n, \qquad (4\text{-}20)$$

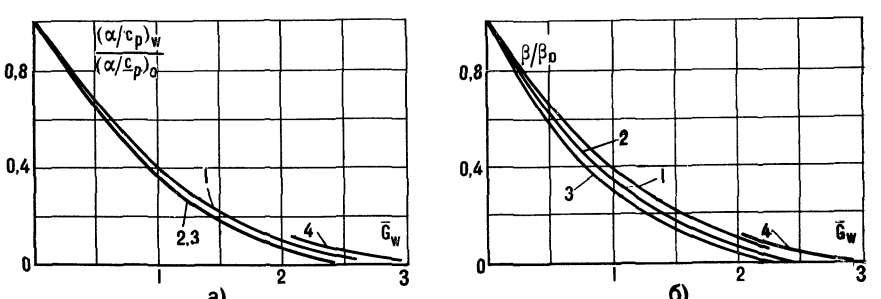
где Le — число Льюиса для данной компоненты; $n=2/3$.

Расчеты показывают, что характер зависимости коэффициента массообмена от расхода вдуваемой компоненты оказывается таким же, как у коэффициента теплообмена. Это чрезвычайно важное обстоятельство позволяет распространить аналогию между процессами тепло- и массообмена на случай вдува массы в пограничный слой, что будет впоследствии нами неоднократно использовано. Следует лишь отметить, что снижение коэффициента теплообмена происходит немного быстрее, а главное он более чувствителен к молекулярной массе вдуваемой компоненты.

В качестве примера на рис. 4-18 представлены расчеты [Л. 4-18] зависимости коэффициентов тепло- и массообмена от расхода газов

Рис. 4-18. Зависимость коэффициентов тепло- (*а*) и массообмена (*б*) от безразмерной скорости вдува при разрушении теплозащитных материалов.

1 — графит; *2* — фенольный найлон; *3* — теплозащитный материал космического корабля «Апполон»; *4* — политетрафторэтилен [Л. 4-13].



для ряда теплозащитных материалов: графита, фенольного найлона, политетрафторэтилена (фторопласта) и композиционного теплозащитного материала, использованного на космическом аппарате «Аполлон». Приведенные зависимости соответствуют широкому диапазону изменения внешних условий обтекания: энтальпия торможения менялась от

$5 \cdot 10^4$ до $1{,}5 \cdot 10^5$ кДж/кг, давление торможения от $0{,}2 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^5$ Па и т. д.

В этом диапазоне внешних условий молекулярная масса вдуваемых продуктов разрушения у различных материалов менялась в следующих пределах: графит — от 30 до 28, фторопласт — от 98 до 84, фенольный найлон — от 22 до 14, а материал «Аполлона» — от 22 до 17. У всех материалов, за исключением фторопласта, кривые изменения коэффициента теплообмена (рис. 4-18, *а*) оказались достаточно близкими (угол наклона на линейном участке соответствует $\gamma = 0{,}6$). Что касается коэффициента массообмена, то расслоение кривых несколько большее (рис. 4-18, *б*), а угол их наклона круче.

В этом случае результаты расчетов можно обрабатывать по двум различным методикам. Во-первых, можно ввести новый коэффициент вдува, определяющий наклон линейного участка зависимости коэффициента массообмена от расхода G_g:

$$\beta_w/\beta_0 = \psi\left(\gamma_\beta \overline{G}_g\right), \quad \text{где } \gamma_\beta = 0{,}70\left(\frac{M_e}{M_g}\right)^{0{,}55}. \tag{4-21}$$

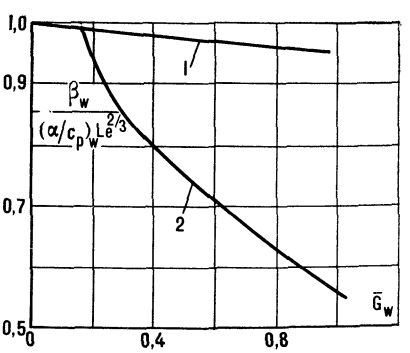
Постоянный множитель и показатель степени у отношения молекулярных масс выше значений аналогичных параметров в формуле (4-15), что приводит к более сильному влиянию эффекта вдува.

Согласно второй методике следует, сохранив общий вид аналогии между тепло- и массообменом, учесть наличие вдува в показателе степени при числе Льюиса.

Проверка соотношения (4-20) при вдуве продуктов разрушения графита и фенольного найлона показана на рис. 4-19 [Л. 4-18]. Видно, что сильнее нарушается связь между коэффициентами $(\alpha/c_p)_w$, β_w и числом Льюиса для фенольного найлона, продукты разрушения которого в рассматриваемом диапазоне внешних условий обтекания имеют число Льюиса порядка 0,6—0,7. У графита число Le близко к единице и отклонение от формулы (4-20) не превышает 4%. На основании этих результатов предложена следующая поправка к показателю степени при числе Льюиса, которая учитывает эффект вдува газообразных продуктов разрушения:

Рис. 4-19. Отклонения от формулы (4-20) при наличии вдува продуктов разрушения теплозащитных материалов.

1 — графит; *2*—фенольный найлон [Л. 4-18].



$$n = \frac{2}{3} + 1{,}3\overline{G}_g.$$

Приведенные примеры расчетов дают представление о сложности процесса массопереноса и об отсутствии единого подхода к обработке и интерпретации полученных результатов.

Следует отметить, что еще очень мало теоретических, а тем более экспериментальных работ, посвященных проверке аналогии между тепло- и массообменом в условиях вдува газообразных продуктов разрушения в пограничный слой и особенно при высоких температурах и при наличии химических реакций как в пограничном слое, так и на разрушающейся поверхности. Поэтому приведенные выше соотношения не являются достаточно обоснованными и общепринятыми. Например, в работе [Л. 4-15] предлагается другая зависимость между указанными коэффициентами, величиной расхода $\bar{G}_g$ и молекулярной массой вдуваемой компоненты M_g и набегающего потока M_e:

$$\beta_w/[(\alpha/c_p)_w] = D_{12}^a, \qquad (4\text{-}22)$$

где $a = 0{,}6 \cdot 2^{\bar{G}_g \sqrt{M_e/M_g}}$.

Заканчивая рассмотрение влияния вдува газа на тепло и массоперенос в многокомпонентом ламинарном пограничном слое, следует обратить внимание на характерную особенность: нивелирование индивидуальных процессов при расчете суммарных параметров.

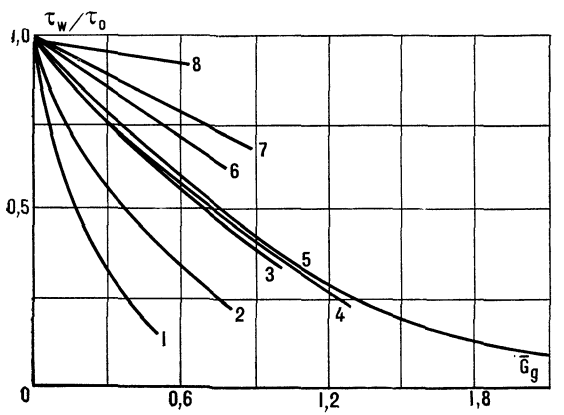


Рис. 4-20. Влияние вдува на поверхностное трение [Л. 4-11].

1 — водород; *2* — гелий; *3* — монооокись углерода CO; *5* — двуокись кремния SiO_2, все при $p_e = 10^5$ Па. Воздух: *4* — $p_e = 10^3 \div 10^5$ Па; $T_e = 6000 \div 8000$ К; $T_w = 300$ К; *6* — $p_e = 10^5$ Па; $T_e = 4000$ К; $T_w = 300$ К; *7* — $p_e = 10^4$ Па; $T_e = 310$ К; $T_w = 300$ К; *8* — $p_e = 10^5$ Па; $T_e = 300$ К; $T_w = 300$ К.

Несмотря на отмеченное выше разнообразие оценок аналогии тепло- и массопереноса при вдуве, различные теоретические методы дают приблизительно равные значения таких суммарных параметров, как тепловой поток или скорость уноса массы химически активных материалов (например, графита).

Рассмотрим теперь влияние вдува на изменение поверхностного трения τ_w/τ_0, где τ_0 — трение на непроницаемой поверхности.

Зависимость поверхностного трения τ_w/τ_0 от безразмерного расхода вдуваемого газа не является универсальной. Она определяется температурным фактором T_w/T_e (рис. 4-20, кривые *4*, *6—8*). Видно, что влияние вдува на трение тем сильнее, чем меньше величина температурного фактора. На практике при использовании теплозащитных систем $T_w/T_e \ll \ll 1$, и аналогия между трением и теплообменом выполняется с приемлемой точностью.

Влияние рода вдуваемого газа на поверхностное трение можно проследить по кривым *1—5*.

При вдуве смеси газов результирующее снижение поверхностного трения можно определить по формулам, аналогичным применяемым в расчетах теплового потока — уравнение (4-17).

Все представленные выше результаты относились к окрестности точки торможения затупленных осесимметричных тел. Значения множителя a в формуле для расчета коэффициента вдува γ (4-14) для различных геометрий обтекаемого тела близки между собой (табл. 4-2).

Рассмотрим вкратце характеристики турбулентного пограничного слоя на проницаемой поверхности. Теоретическое решение этой задачи ввиду ее сложности в настоящее время отсутствует. Поэтому большое значение придается накоплению опытных данных. Технические трудности, связанные с проведением соответствующих экспериментов, приводят во многих случаях к значительным погрешностям (до 100%), о чем свидетельствует большой разброс экспериментальных точек, полученных различными авторами в сходных условиях (рис. 4-21).

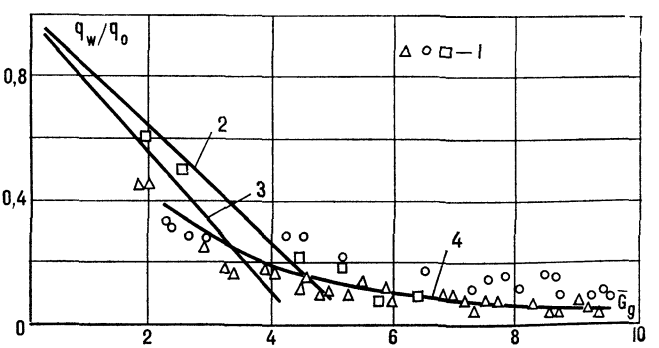


Рис. 4-21. Снижение теплообмена при вдуве воздуха в турбулентный поток воздуха.

1 — экспериментальные данные [Л. 4-9]. Расчет: *2* — [Л. 4-13]; *3* — [Л. 4-10]; *4* — по формуле (4-24).

В работе В. П. Мугалева [Л. 4-13] получены обширные сведения по параметрам течения в турбулентном пограничном слое при наличии вдува и о влиянии отдельных параметров (чисел M, Re_x, свойств вдуваемого газа и т. д.) на теплообмен. В опытах измерялись профили скоростей, температур, концентраций, плотностей в пограничном слое, изучалось

влияние на теплообмен на плоской пористой пластине изменения параметров потока и интенсивности вдува в широком диапазоне.

Проведенные эксперименты при $0 \leqslant M_e \leqslant 3$, 7; $10^5 < \mathrm{Re}_x \leqslant 10^7$ показали, что в указанном диапазоне изменения чисел Re деформации профилей скорости, температуры и концентрации при вдуве не влияют на зависимости $q_w/q_0 = f(\bar{G}_g)$.

На основании анализа опытных данных по влиянию вдува на теплообмен в турбулентном пограничном слое на плоской пластине В. П. Мугалев предложил простую аппроксимационную формулу для расчета тепловых потоков

$$q_w/q_0 = 1 - \gamma_т G_g; \quad \gamma_т = 0{,}19\,(M_e/M_g)^b. \tag{4-23}$$

В отличие от ламинарного пограничного слоя показатель степени при отношении молекулярных масс вдуваемого и набегающего газа не является постоянным, а сам зависит от величины этого отношения. При $0 < M_e/M_g < 1$ показатель степени $b = 0{,}35$, при $1 < M_e/M_g < 8$ возрастает до 0,7 и, наконец, при вдуве водорода, когда $M_e/M_g = 14{,}5$ показатель степени $b = 1$.

Обращает на себя внимание факт слабого снижения теплообмена по сравнению с ламинарным пограничным слоем при тех же расходах охладителя.

Если вдуваемый газ тяжелее набегающего потока, то в первом приближении можно принять, что коэффициент вдува в турбулентном пограничном слое $\gamma_т$ почти втрое меньше соответствующего значения в ламинарном: $\gamma_т \approx {}^1/_3 \gamma_л$.

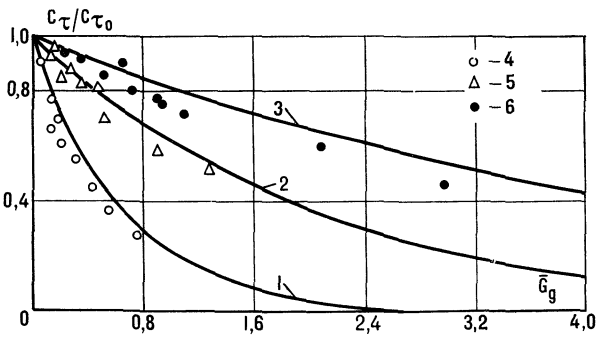


Рис. 4-22. Влияние вдува в воздушный турбулентный пограничный слой на коэффициент поверхностного трения.

1, 2, 3 — расчет по формуле (4-25) [Л. 4-12]; *4, 5, 6* — эксперимент; *1, 4* — гелий; *2, 5* — воздух; *3, 6* — фреон-12.

По аналогии с ламинарным пограничным слоем линейные аппроксимации эффекта вдува имеют ограниченное применение. В данном случае целесообразно использовать их лишь до $\bar{G}_g < 3$. При дальнейшем увеличении скорости подачи охладителя эффект вдува приводит к асимптотическому стремлению теплового потока к нулю.

Для учета влияния вдува массы в турбулентный пограничный слой можно рекомендовать также формулу, хорошо аппроксимирующую экспериментальные результаты для воздуха и гелия (рис. 4-21) при $\mathrm{Re}_x \sim 10^5 \div 10^6$; интенсивность вдува $(M_e/M_g)\bar{G}_g < 8$:

$$q_w/q_0 = \exp\left[-0{,}37\left(\frac{M_e}{M_g}\right)^{0,7}\bar{G}_g\right]. \qquad (4\text{-}24$$

Изменение коэффициента поверхностного трения при вдуве газов в турбулентный пограничный слой можно учитывать следующим выражением:

$$\frac{c_\tau}{c_{\tau_0}} = \exp\left[-\frac{\bar{G}_g}{2}\left(\frac{M_e}{M_g}\right)^{0,6}\right]. \qquad (4\text{-}25$$

Если свойства вдуваемого газа и набегающего потока одинаковы то формула для расчета коэффициента трения упрощается:

$$\frac{c_\tau}{c_{\tau_0}} = \exp\left(-\frac{\bar{G}_g}{2}\right). \qquad (4\text{-}26$$

На рис. 4-22 показано сравнение расчетных и опытных данных по влиянию на трение вдува различных газов в турбулентный пограничный слой воздушного потока. Видно, что ниже всех располагаются данные для гелия, молекулярная масса которого минимальна.

Некоторые особенности проявляются при вдуве через перфорированные поверхности. Требования к размеру и частоте перфорации, как правило, зависят от толщины пограничного слоя. Необходимо, чтобы диаметр отверстия r, через которое вдувается охлаждающий газ, был меньше толщины слоя δ, а расстояние между соседними отверстиями не превышало 5δ. Как показали эксперименты, при турбулентном пограничном слое перфорированное охлаждение равнозначно пористому при $\bar{G}_g \leqslant 0{,}5$.

Однако при больших расходах или более редкой перфорации эффективность перфорированного охлаждения оказывается ниже, чем пористого.

В заключение сравним эффективность массообменного (пористого) и конвективного (трубчатого) охлаждения. Для последнего предположим идеальный вариант: бесконечно большой коэффициент теплоотдачи к охлаждающей жидкости и отсутствие перепада температур в нагреваемой стенке, что позволяет считать энтальпию жидкости, протекающей в трубе, равной ее значению при температуре нагреваемой поверхности T_w.

Это позволяет записать баланс тепла в системе конвективного охлаждения следующим простым выражением: $q_0 = G_к(I_w - I_0)$, здесь q_0 — подведенный от набегающего газа тепловой поток; $G_к$ — расход охладителя в трубах; $(I_w - I_0)$ — приращение теплосодержания этого охладителя после выхода из системы.

Если в тех же тепловых условиях применить систему пористого охлаждения, то расход охладителя, требующийся для поддержания температуры внешней поверхности на том же уровне, окажется существенно меньше. Действительно, в данном случае тепловой баланс единичной поверхности пористой стенки может быть записан в следующем виде:

$$q_0 = G_м (I_w - I_0) + q_{вд} = G_м[(I_w - I_0) + \gamma (I_e - I_w)],$$

причем эффект вдува оценивается в линейном приближении, а $G_м$ — потребный расход охладителя при массообменном способе охлаждения.

Учитывая равенство подведенных извне тепловых потоков, а также допущение о постоянстве температур внешних поверхностей получим для отношения расходов:

$$G_м/G_к = 1/\{1 + \gamma [(I_e - I_w)/(I_w - I_0)]\}.$$

Итак, результаты сравнения показывают, что пористое или в общем случае массообменное охлаждение тем эффективнее, по сравнению с трубчатым, чем выше отношение перепада энтальпий в пограничном слое к энтальпийному напору внутри системы охлаждения, а также чем больше коэффициент вдува γ. При скорости полета около 8 км/с, когда энтальпия заторможенного газового потока превышает 40000 кДж/кг, приведенные выше расходы $G_м$ и $G_к$ отличаются на порядок.

Заметим, что массообменное охлаждение может быть реализовано не только в виде пористой стенки, но и с помощью разрушающихся материалов. Так для защиты сопловых блоков энергетических установок можно использовать вкладыши из тугоплавких материалов, пропитанные легкосублимирующими компонентами.

Глава пятая

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ

Понятие об определяющем механизме разрушения

Принцип работы разрушающихся теплозащитных систем характеризуется потерей поверхностного слоя (или разложением одной из компонент материала) ради сохранения благоприятного теплового режима внутренних слоев и самой защищаемой конструкции. Разрушение поверхностного слоя происходит в результате различных физико-химических превращений под воздействием подводимых к поверхности конвективных и радиационных тепловых потоков, диффузионных потоков химически активных компонент, а также под действием сил давления и трения. Химические реакции могут протекать как при участии компонент набегающего потока, так и независимо от них. Кроме того, на поверхности теплозащитного покрытия под действием внутреннего давления или внешних сил, а также вследствие термических напряжений может иметь место эрозия — механический унос в виде отдельных частиц.

Использование разрушающихся теплозащитных систем имеет существенные преимущества перед другими способами тепловой защиты. Главное из них заключается в саморегулировании процесса, т. е. в изменении массового расхода материала покрытия при изменении тепловой нагрузки. Процессы разрушения сопровождаются фазовыми и химическими превращениями, а также вдувом в набегающий поток продуктов разрушения. Благодаря этим факторам указанный тип покрытий существенно превосходит по эффективности системы, работающие на принципе поглощения тепла. Как подчер-

кивалось во введении и гл. 1, разрушающиеся теплозащитные покрытия применяются преимущественно в области интенсивных или резко изменяющихся тепловых нагрузок на поверхности тела.

Наиболее распространенные разрушающиеся теплозащитные материалы представляют собой, как правило, сложные композиции, причем отдельные их составляющие обладают различной термохимической стойкостью при заданных условиях внешнего обтекания. Иными словами, каждая составляющая композиционного материала имела бы свою температуру и скорость разрушения. При изменении внешних условий законы изменения температуры разрушения или скорости уноса массы у каждой из компонент оказались бы строго индивидуальными.

В связи с этим возникает вопрос, существует ли вообще в такой ситуации какая-либо общая скорость разрушения или при нагреве композиционный материал распадается на отдельные составляющие, поведение которых не зависит друг от друга. Оказывается, для большинства разрушающихся теплозащитных материалов такая общая скорость существует и практически всегда удается обнаружить последовательность (схему) процессов разрушения — в дальнейшем она будет называться определяющим механизмом разрушения, которая обусловливает появление такой скорости и позволяет при любых заданных условиях обтекания рассчитывать результирующие характеристики поведения данного материала в целом. У композиционных материалов механизм разрушения обычно определяется поведением какой-либо одной компоненты, массовое содержание которой в материале достаточно велико, либо она в состоянии образовать механически прочный каркас, обладающий лучшей среди других компонент способностью противостоять аэродинамическому воздействию потока при высоких температурах.

Что касается остальных составляющих композиционного теплозащитного материала, то их функция в процессе разрушения, конечно, не сводится к роли некоего теплоемкого балласта. Благодаря химическому и физическому взаимодействию с определяющей компонентой они влияют на унос массы последней. Важно отметить, что скорости разрушения всех неопределяющих компонент в композиции могут оказаться меньше «индивидуальных» скоростей разрушения при данных условиях обтекания. Это снижение обусловлено наличием теплового, гидродинамического и диффузионного сопротивлений пористого каркаса из определяющей компоненты, внутри которого происходит разрушение всех остальных компонент.

Рассмотрим механизм выравнивания линейных скоростей разрушения различных составляющих композиционного теплозащитного материала на примере стеклопластика на органическом связующем (рис. 5-1). При квазистационарном разрушении (см. гл. 3) органическое связующее, имеющее весьма низкую температуру термического разложения, уносится с той же скоростью, что и тугоплавкий стеклянный наполнитель. При этом фронт разложения связующего находится в глубине покрытия, т. е. в области существенно более низких температур и значе-

ний теплового потока. Поры, образующиеся в прогретом слое, создают определенное сопротивление диффузии компонент набегающего газового потока, затрудняя их химическое взаимодействие с органическим связующим. С другой стороны, выход газообразных продуктов термического разложения связан с преодолением гидродинамического сопротивления пор. Таким образом, положение фронта термического разложения связующего вещества внутри тугоплавкого стеклянного каркаса будет определяться балансом подведенного тепла и химически активных компонент, с одной стороны, и расхода связующего — с другой. Последний соответствует скорости перемещения внешней поверхности.

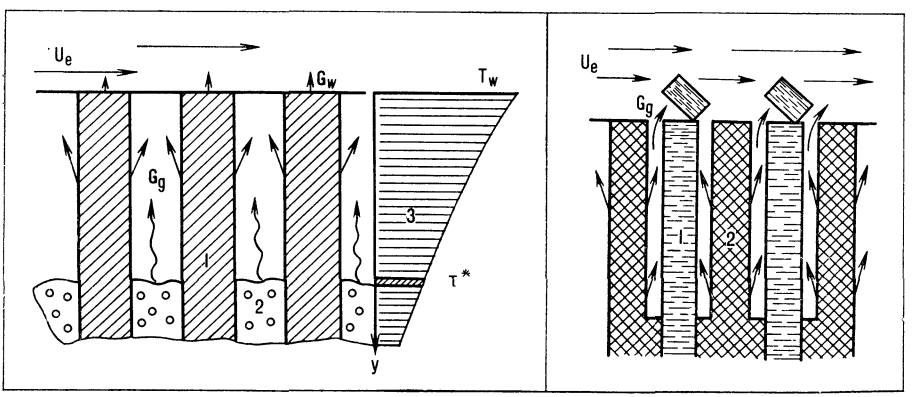
Может случиться и так, что компонента, обладающая более высокой теплохимической стойкостью по сравнению с остальными компонентами, не сможет образовать прочного связанного каркаса (примером может служить асботкань). Тогда логично предположить, что даже при высоком содержании этой компоненты в исходном материале она будет подвержена механическому уносу (рис. 5-2). В этом случае роль определяющей компоненты композиционного теплозащитного материала мо-

Рис. 5-1. Модель разрушения композиционного материала из тугоплавкого наполнителя и органической связки.

1 — компонента, образующая прочный каркас; *2* — органическая связка; *3* — профиль температуры в покрытии.

Рис. 5-2. Модель разрушения композиционного материала из теплостойкого, но непрочного наполнителя.

1 — наполнитель; *2* — прококсованная связка.



жет выпасть на долю связующего или другого наполнителя, которые имеют достаточную прочность при высоких температурах по отношению к напряжениям сдвига со стороны внешнего течения.

Установить механизм разрушения можно лишь на основании экспериментального и теоретического изучения теплофизических и прочност-

ных свойств материала в условиях аэродинамического воздействия высокотемпературного газового потока. Механизм разрушения является по существу схематической моделью, фиксирующей количество и вид важнейших физико-химических процессов, сопровождающих унос массы теплозащитного материала, и позволяющей рассчитывать и сопоставлять характеристики теплозащитного покрытия в различных условиях.

В гл. 1 дана оценка эффективности различных схем тепловой защиты в зависимости от интенсивности нагрева. По способу рассеяния или поглощения тепла их целесообразно разбить на следующие четыре группы:

а) аккумуляция тепла веществом при нагреве до температуры разрушения (теплоемкость);

б) излучение от нагретой поверхности;

в) поглощение тепла при фазовых или физико-химических превращениях;

г) снижение конвективного теплового потока к поверхности при вдуве газообразных продуктов разрушения в пограничный слой.

Фазовые превращения являются одним из самых эффективных способов поглощения тепла, особенно переход в газообразное состояние, поскольку теплота сублимации почти на порядок превосходит теплоту плавления. Кроме того, отвод газифицированного вещества сопровождается вдувом массы в пограничный слой. С этих же позиций необходимо рассматривать и химическое взаимодействие отдельных компонент внутри материала между собой, а также с компонентами набегающего потока. Во многих случаях химические реакции протекают с выделением тепла, что ухудшает тепловой баланс в поверхностном слое. Тем не менее образование в результате этих реакций больших масс газообразных продуктов считается положительным явлением, так как оно ведет к снижению доли механически унесенного материала с поверхности и вдуву газа в пограничный слой.

Снижение конвективного теплового потока при вдуве газообразных продуктов с разрушающейся поверхности является важнейшей принципиальной особенностью данного способа тепловой защиты, определяющей ее преимущества перед другими методами. Как было установлено в гл. 4, разность между тепловыми потоками к непроницаемой поверхности и к поверхности с расходом массы через нее [уравнение (4-12)] в первом приближении равна:

$$\overline{q}_0 - q_w = q_{вд} = \gamma G (I_e - I_w).$$

Коэффициент γ в линейной аппроксимации зависит от отношения молекулярных масс вдуваемых продуктов и набегающего газового потока, но прежде всего он является функцией режима течения в пограничном слое. В инженерной практике с учетом реального состава продуктов разрушения для ламинарного пограничного слоя принимают постоянное значение $\gamma_л = 0{,}6$, в турбулентном пограничном слое коэффициент

вдува приблизительно втрое меньше [см. уравнение (4-23)], и его принимают равным $\gamma_т = 0{,}2$.

Важно отметить, что тепловой эффект вдува возрастает по мере увеличения теплонапряженности внешнего обтекания (перепада энтальпий). При больших энтальпиях торможения $I_e > 30\,000$ кДж/кг вдув по своей эффективности превосходит все другие способы рассеяния и поглощения тепла на разрушающейся поверхности.

Казалось бы, программа поиска оптимальных теплозащитных систем должна сводиться к термодинамическим расчетам различных рецептур и выбору материалов с максимально высокими температурой и теплотой сублимации или газификации. Однако в действительности при таком подходе приходится считаться с рядом серьезных ограничений, обусловленных специфическими особенностями воздействия аэродинамического потока высокотемпературного газа на материал. Обычно вводят два параметра: Γ и ΔQ_w, которые характеризуют степень реализации заложенных в материале «термодинамических» возможностей при заданных параметрах внешнего обтекания.

Первый из них Γ называется коэффициентом газификации, о нем уже говорилось в § 3-5. Рассмотрим, как изменяются его значения на примере стеклообразных теплозащитных материалов.

Большинство веществ при умеренных давлениях, прежде чем перейти в газообразное состояние, проходят фазу расплава.

Сам процесс плавления в потоке высокотемпературного газа существенно зависит от того, является ли данное вещество кристаллическим или аморфным. На практике широко используются стеклообразные материалы, относящиеся к классу аморфных веществ. Они не имеют четко выраженной точки (температуры) плавления, а размягчаются постепенно, причем вязкость расплава экспоненциально убывает с ростом температуры. Это обстоятельство приводит к тому, что аморфные вещества могут значительно перегреться относительно температуры размягчения, при этом значительная часть расплава перейдет в пар (испарится). Иными словами, при аэродинамическом нагреве аморфных веществ вообще и стекол, в частности, в поверхностном слое имеют место сразу два фазовых превращения, причем каждое не связано с какой-то фиксированной температурой, а может протекать в широком температурном интервале в зависимости от заданных уровней динамической и тепловой нагрузок.

Позже мы покажем, что массовая скорость испарения при интенсивном нагреве определяется температурой поверхности и давлением (при заданных размерах и форме тела). От этих же параметров в первом приближении зависит и доля вещества, унесенного в жидком виде. Действительно, в окрестности точки торможения давление непосредственно определяет уровень сдвигающего воздействия потока (силы трения и распределенное нормальное давление), а температура поверхности — вязкость расплава. Поэтому для каждого конкретного стеклообразного материала можно построить соответствующую диаграмму (рис. 5-3), на

которой будут изображены области преимущественного протекания того или иного фазового превращения. Для кварцевого стекла можно принять, что при температурах поверхности ниже 2000 К оно практически не разрушается в потоке газа. При давлениях выше атмосферного существует ограниченный интервал температур T_w, когда кварцевое стекло плавится почти без испарения. Наиболее характерным режимом разрушения следует считать плавление с испарением. В этой области параметр Γ в зависимости от температуры и давления изменяется от 0 до 0,5. В диапазоне малых давлений доля испарения может превысить $\Gamma=0{,}5$.

Наконец, при очень высоких T_w и малых p_e возможно столь интенсивное испарение, что произойдет оттеснение пограничного слоя испаряющейся компонентой и вблизи поверхности тела dp/dy станет отличным от нуля, т. е. давление паров превысит внешнее давление. На практике этот режим может реализоваться лишь при интенсивном подводе тепла излучением.

Для большинства других теплозащитных материалов также приходится вводить параметр Γ. Он показывает, что часть массы уносится в жидкой фазе либо в виде твердых частиц. Этот параметр не может быть принят постоянным для каждого материала, поскольку он существенно изменяется с внешними условиями обтекания. Таким образом, параметр Γ характеризует степень реализации в конкретных условиях возможностей, заложенных в материале и связанных с переходом последнего в газообразное состояние.

Рассмотрим теперь на примере графита понятие «суммарного теплового эффекта поверхностных процессов» ΔQ_w. Графит при умеренных давлениях не образует расплава, т. е. величина Γ у него практически не

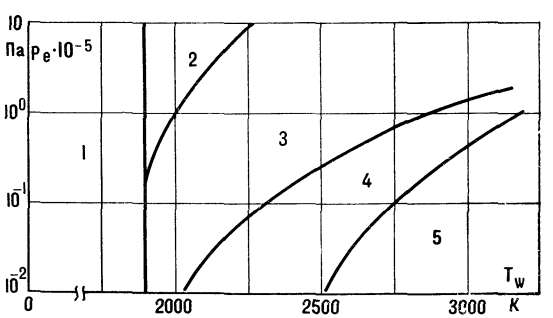


Рис. 5-3. Диаграмма механизмов разрушения стеклообразных материалов.

1 — область, где материал не разрушается; *2* — область плавления; *3* — область плавления с испарением ($\Gamma<0{,}5$); *4* — область испарения со следами пленки ($\Gamma>0{,}5$); *5* — область, где давление паров выше давления окружающей среды p_e.

отличается от единицы. Однако количество тепла, поглощаемого поверхностью графита в газовом потоке, может быть намного меньше теплоты сублимации. Это связано с тем, что на поверхности графита могут протекать не только сублимация, но и целый ряд химических реакций, тепловой эффект которых отличается от теплоты сублимации. Указан-

ная разница зависит не только от параметров и состава набегающего газового потока, но даже от размеров тела.

Разрушение графита начинается задолго до достижения температуры сублимации, и оно вызвано высокой реакционной способностью графита во многих газовых средах, особенно в кислороде и воздухе (рис. 5-4).

При температурах поверхности до 1100 К на воздухе и до 1400 К в парах воды (пунктир на рис. 5-4) разрушение графита, как правило, целиком определяется кинетикой реакции, т. е. скорость разрушения экспоненциально меняется с температурой поверхности T_w. После небольшого переходного участка начинается область, где процесс

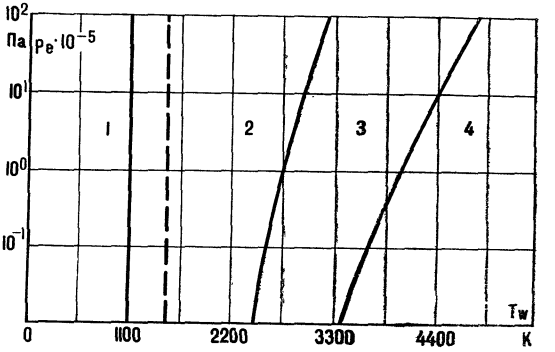


Рис. 5-4. Диаграмма механизмов разрушения графита в потоке воздуха.

1 — кинетическое окисление; *2* — диффузионное окисление; *3* — сублимация; *4* — область, где давление паров выше давления окружающей среды p_e.

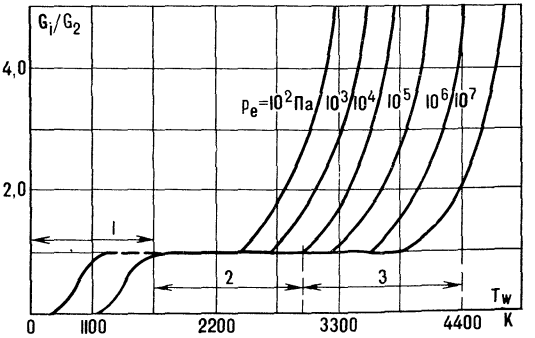


Рис. 5-5. Зависимость скорости разрушения графита от температуры поверхности T_w и давления окружающей среды p_e.

1 — кинетическое окисление; *2* — диффузионное окисление; *3* — сублимация; G_2 — скорость разрушения в режиме 2.

разрушения лимитируется скоростью встречной диффузии окислителя и продуктов разрушения в многокомпонентном пограничном слое; в этом случае скорость разрушения слабо зависит от температуры поверхности, которая может меняться от 1200—1600 до 2400—3800 К в зависимости от давления (рис. 5-5). Это область, где необходимо учиты-

вать размеры и форму тела, значения коэффициентов диффузии и возможные продукты реакций всех компонент, число которых может достигать нескольких десятков. И лишь при высоких температурах все большую роль в уносе массы графита начинает играть собственно процесс сублимации, который зависит от давления окружающей среды p_e. Скорость уноса массы экспоненциально возрастает с T_w.

Заметим, что экспериментальные данные указывают на возможность частичного механического разрушения графита — эрозии в виде пылинок, поэтому нельзя принимать коэффициент газификации $\Gamma = 1$.

Что касается теплового эффекта разрушения, то при низких температурах поверхности он не только сильно отличается от теплоты сублимации (в случае окисления он может стать даже отрицательным) но и существенно зависит от состава газа в пограничном слое (в частности, от соотношения таких компонент, как CO, CO_2, CN, CH_4, C_2H_2 и т. д.).

Задача теоретического анализа тепловой защиты состоит не только в том, чтобы построить модель процесса или выявить так называемый определяющий механизм разрушения, но и в том, чтобы на основании этой модели уметь рассчитывать для конкретных условий обтекания величины Γ и ΔQ_w. Введение двух этих параметров позволяет использовать для сравнительной оценки и отбора различных теплозащитных материалов весьма удобную характеристику разрушения — эффективную энтальпию $I_{эфф}$, речь о которой пойдет ниже.

5-2. Критерии сравнения разрушающихся теплозащитных материалов

Проведенный выше анализ показал, что разрушение теплозащитных материалов складывается как результат некоторого равновесия уровня внешнего воздействия со стороны набегающего газового потока и способности материала отводить или рассеивать тепло. В газодинамике и теории теплообмена принято характеризовать условия течения набором безразмерных критериев, таких как числа Маха, Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля или Льюиса (см. гл. 2). С другой стороны, условия нестационарного прогрева твердых неразрушающихся тел также характеризуются некоторыми безразмерными критериями — числами Фурье, Био и рядом других. По аналогии, вероятно, можно было бы поставить вопрос о поиске критерия для процесса разрушения.

Особенность процесса разрушения материала заключается в том, что здесь неразрывно связаны внешняя (теплообмен) и внутренняя (теплопроводность) задачи, т. е. задача становится сопряженной. Кроме того, приходится считаться с тем, что для большинства разрушающихся материалов важнейшими определяющими параметрами являются размерные значения давления в окружающей среде p_e и температуры внешней поверхности T_w. Это объясняется тем, что протекание химических реакций или фазовых превращений (например, испарения или сублимации)

существенно зависит от уровня давления и температуры. Изменение ука занных параметров не просто изменяет уровень скорости разрушения но и полностью заменяет один механизм разрушения другим (см., на пример, рис. 5-4 и 5-5).

Все это существенно затрудняет моделирование процесса разруше ния теплозащитных материалов, поэтому на практике принято говорит не о моделировании, а о воспроизведении основных определяющих па раметров, прежде всего энтальпии и давления заторможенного потока

С другой стороны, интенсивность протекания многих физико-химиче ских превращений определяется теплофизическими и кинетическими ха рактеристиками материала, его составом, а в некоторых случаях и тех нологией изготовления. В связи с этим необходимы критерии сравнени способности различных теплозащитных материалов рассеивать и погло щать подведенный извне тепловой поток, одинаково применимые пр теоретическом и экспериментальном исследованиях для материалов простыми механизмами разрушения, а также и для тех покрытий, у ко торых при нагреве имеет место сложная комбинация различных пре вращений.

Наиболее полно и наглядно задача сравнения многочисленных теп лозащитных покрытий решается при квазистационарном разрушени когда скорости перемещения всех изотерм или фронтов разрушени внутри материала совпадают со скоростью перемещения внешней по верхности. В этом случае тепло, затрачиваемое на нагрев внутренни слоев, не зависит от коэффициента теплопроводности материала [ура нение (3-50)], и определяется не температурным полем, а внутренни теплосодержанием нагретого слоя. Таким образом, независимо от пре дыстории нагрева эффективность данного теплозащитного покрытия мо жет быть охарактеризована аналогично формуле (3-1) тепловым балан сом на разрушающейся поверхности:

$$q_0 = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 (I_e - I_w) = \varepsilon\sigma T_w^4 + G_w \Delta Q_w + q_{\text{вд}} + q_\lambda =$$

$$= \varepsilon\sigma T_w^4 + G_w \Delta Q_w + \gamma G_w (I_e - I_w) + G_\Sigma \bar{c} (T_w - T_0). \qquad (5-$$

Видно, что в отличие от неразрушающихся теплозащитных покрыти подведенный извне конвективный тепловой поток (подведенный радиа ционный поток не учитывается) в данном случае расходуется не тольк на излучение нагретой поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$ и на увеличение теплосоде жания материала, но и на поверхностные физико-химические превра щения с расходом массы G_w и тепловым эффектом ΔQ_w. Кроме тог интенсивность теплообмена снижается за счет вдува газообразных пр дуктов разрушения в пограничный слой [уравнение (4-12)].

Последний член в уравнении теплового баланса (5-1) может бы записан в представленном виде лишь при допущении квазистациона ности процесса разрушения. При переменной тепловой нагрузке это д

пущение будет приводить к занижению тепловых потоков, идущих внутрь покрытия. Отметим также, что тепловой эффект вдува учитывается уравнением (5-1) в линейном приближении (4-12), которое справедливо при $\gamma \bar{G}_w < 0{,}6$, где $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$.

Если обозначить долю газообразных продуктов разрушения в общей унесенной массе вещества через Γ:

$$\Gamma = G_w/G_\Sigma, \tag{5-2}$$

то из теплового баланса на разрушающейся поверхности (5-1) можно получить некую характеристику энергоемкости разрушения в виде

$$I_{эфф} = \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{G_\Sigma} = \bar{c}\,(T_w - T_0) + \Gamma\,[\Delta Q_w + \gamma\,(I_e - I_w)]. \tag{5-3}$$

Поскольку $I_{эфф}$ имеет размерность энтальпии, она хотя и не является термодинамическим параметром, но получила название эффективной энтальпии разрушения данного теплозащитного материала. По ней можно судить о том, что не весь материал переходит в газообразное состояние, даже если на поверхности существуют условия, благоприятные для фазового перехода. Кроме того, эффективная энтальпия учитывает взаимодействие материала с внешней средой — эффект вдува, который, конечно, не может быть отнесен к термодинамическим характеристикам конденсированных веществ.

Эффективная энтальпия определяет количество тепла, которое может быть «блокировано» при разрушении единицы массы покрытия, поверхность которого имеет температуру T_w, в результате действия всех сопутствующих этому разрушению физико-химических процессов. Эффективная энтальпия является весьма наглядной характеристикой для сравнения различных теплозащитных материалов. Чем выше эффективная энтальпия, тем лучше теплозащитный материал.

Обратим внимание на известную независимость эффективной энтальпии от геометрических размеров тела. Действительно, в отличие от теплового потока, величина которого при заданных параметрах набегающего газового потока (p_e и I_e) обратно пропорциональна $\sqrt{R}$, где R — размер тела, эффективная энтальпия ни от формы, ни от размера тела в явном виде не зависит. Это позволяет использовать ее как параметр соответствия условий стендовых экспериментальных исследований обстановке натурного разрушения.

Менее удобной представляется другая форма определения эффективной энтальпии, которая иногда встречается в литературе:

$$I^0_{эфф} = \frac{q_0}{G_\Sigma} = I_{эфф} + \frac{\varepsilon\sigma T_w^4}{G_\Sigma}.$$

Ввиду зависимости суммарной скорости уноса массы G_Σ (как и теплового потока q_0) от размеров тела второе слагаемое также оказывает-

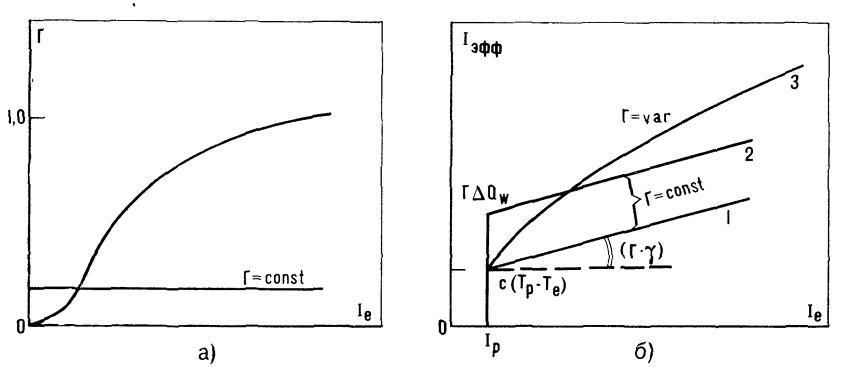
ся зависящим от R, а поэтому перенос значений $I^0_{эфф}$, полученных на моделях, на тела других размеров неправомерен.

Из определения эффективной энтальпии разрушения $I_{эфф}$, уравнения (5-3), видно, что во всех случаях, когда $\Gamma \neq 0$, она должна существенно увеличиваться с ростом энтальпии заторможенного потока. Параметры набегающего потока могут влиять на $I_{эфф}$ также через изменение температуры разрушающейся поверхности T_w, доли уноса в газообразном виде Γ и суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w. Если влияние температуры поверхности можно считать достаточно ограниченным из-за малости вклада члена $\bar{c}(T_w - T_0)$, то два других параметра весьма существенно изменяют не только количественную, но и качественную зависимость $I_{эфф}$ от I_e. Для иллюстрации этого важного положения снова вернемся к рассмотренным выше примерам стеклообразных и графитоподобных материалов.

У стеклообразных материалов суммарный тепловой эффект поверхностных процессов меняется относительно слабо. Так, для кварцевого стекла можно принять $\Delta Q_w \approx 11\,000$ кДж/кг. Напротив, доля продуктов испарения Γ в зависимости от интенсивности подвода тепла, а точнее, этальпии заторможенного потока I_e возрастает от 0 до величин, близ-

Рис. 5-6. Зависимость доли испарения Γ ($а$) и эффективной энтальпии $I_{эфф}$ ($б$) от энтальпии заторможенного потока I_e для стеклообразных материалов ($\Delta Q_w \approx$ const).

1 — $\Gamma = 0{,}3$, $\Delta Q_w = 0$; *2* — $\Gamma = 0{,}3$, ΔQ_w = const; *3* — действительная зависимость при $\Gamma = f(I_e)$.



ких к единице. В соответствии с формулой (5-3) эффективная энтальпия разрушения при любом постоянном Γ (например, $\Gamma = 0{,}3$) линейно возрастает с I_e (рис. 5-6). Ввиду переменности Γ мы получаем некоторую криволинейную зависимость $I_{эфф}$ от I_e, которая пересекает прямую постоянного $\Gamma = 0{,}3$. Разрушение стекла начинается лишь при $T > T_p$ —

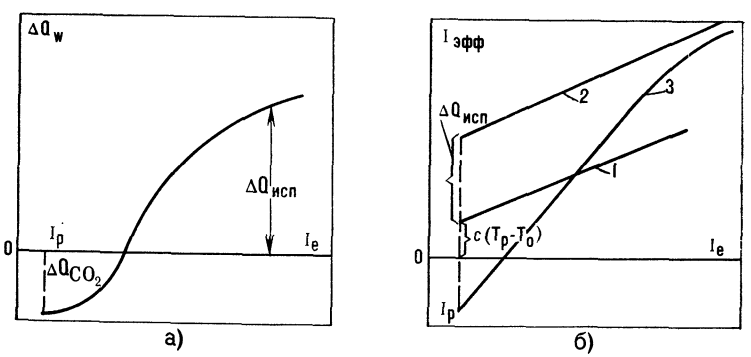
некоторой температуры размягчения, поэтому при $I_e < I_p = I_w(T_p)$ понятие эффективной энтальпии теряет смысл.

У графитоподобных материалов доля газификации практически постоянна и близка к единице. Однако суммарный тепловой эффект поверхностных процессов меняется от отрицательных значений при горении согласно реакции $C+O_2=CO_2$ или при неполном окислении $C+O=CO$ до положительной теплоты сублимации $\Delta Q_{исп}$, которая у графита выше, чем у любого другого материала (рис. 5-7). Если $\Delta Q_w = 0$, то при $\Gamma = 1$ эффективная энтальпия линейно возрастает от минимального значения, равного количеству тепла, поглощенного за счет теплоемкости при нагреве до температуры начала разрушения: $c(T_p - T_0)$.

Если $\Delta Q_w = \Delta Q_{исп}$, то получается другая прямая, параллельная первой, но расположенная намного выше ее. Наконец, действительная зависимость $I_{эфф}$ от I_e асимптотически стремится к верхней прямой, но при малых энтальпиях торможения дает даже отрицательные значения $I_{эфф}$, поскольку выделяющаяся теплота сгорания по величине превосходит поглощение тепла теплоемкостью. Дополнительное выделение тепла при горении на поверхности приводит к ее значительному перегреву, в результате чего температура поверхности графитоподобных материа-

Рис. 5-7. Зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w (*а*) и эффективной энтальпии $I_{эфф}$ (*б*) от энтальпии заторможенного потока I_e для графитообразных материалов ($\Gamma \sim 1$).

1 — $\Delta Q_w = 0$; *2* — $\Delta Q_w = \Delta Q_{исп}$; *3* — действительная зависимость при $\Delta Q_w = f(I_e)$.



лов может превышать равновесную температуру теплоизолированной стенки из нереагирующего материала.

Очевидно, для второго из рассмотренных классов материалов понятие эффективной энтальпии малопригодно для практического использования, поскольку зависимость $I_{эфф}$ от I_e знакопеременна. Поэтому при

обработке расчетных и экспериментальных результатов часто используют безразмерную скорость разрушения:

$$\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma/(\alpha/c_p)_0.$$

Ее преимущество состоит в том, что зависимость $\bar{G}_\Sigma$ от I_e всегда положительна и, кроме того, для ее определения не требуется измерения температуры и оптических свойств поверхности, что существенно облегчает обработку экспериментальных данных, особенно при малых перепадах энтальпии в пограничном слое I_e—I_w.

Возвращаясь к анализу зависимости эффективной энтальпии от энтальпии торможения, следует указать еще на два интересных обстоятельства. Первое связано с выбором режима сравнительных испытаний теплозащитных материалов. Ясно, что целесообразно выбирать величину энтальпии торможения при испытаниях на стенде соответствующую натурному диапазону энтальпий, иначе сравнение различных материалов будет неправомерным из-за различия механизмов разрушения.

Второе обстоятельство связано с влиянием режима течения в пограничном слое. Коэффициент вдува γ различен в ламинарном и в турбулентном пограничных слоях, причем в первом случае он втрое выше. Следовательно, наклон зависимости $I_{эфф}$ от I_e в турбулентном потоке будет намного меньше, однако по абсолютным значениям она может находиться как выше, так и ниже соответствующей зависимости для ламинарного пограничного слоя (рис. 5-8). Это связано с тем, что при прочих равных условиях тепловой поток к поверхности при турбулентном пограничном слое оказывается несколько выше, чем при ламинарном. Поэтому и температура поверхности разрушения оказывается выше, что приводит к более полной реализации тепловых эффектов, связанных с газификацией вещества. Особо значительно повышение эффективности разрушения при турбулентном обтекании стеклообразных теплозащитных материалов.

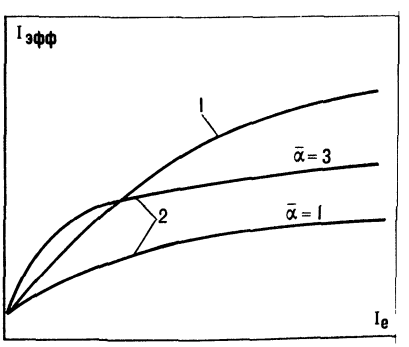


Рис. 5-8. Сравнение зависимостей эффективной энтальпии разрушения $I_{эфф}$ от энтальпии торможения I_e при ламинарном и турбулентном режимах течения в пограничном слое ($\Gamma \neq 1$).

$\bar{\alpha}=q_T/q_\lambda$ — отношение тепловых потоков при ламинарном и турбулентном режимах течения; *1* — ламинарный; *2* — турбулентный.

Результаты экспериментальных исследований теплозащитных материалов часто представляют в виде линейной зависимости эффективной энтальпии $I_{эфф}$ от энтальпии торможения I_e:

$$I_{эфф} = a + bI_e; \quad a \text{ и } b \text{ — const.} \tag{5-4}$$

Если допустить, что остальные параметры набегающего газового потока (кроме энтальпии I_e), а также изменение температуры поверхности T_w не могут существенно повлиять на уравнение (5-4), то нетрудно рассчитать толщину унесенного слоя материала Δ при изменении теплового потока q_0 во времени:

$$\Delta = \int_{\tau_1}^{\tau_2} (G_\Sigma/\rho_0)\, d\tau = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{\rho_0 I_{\text{эфф}}}\, d\tau. \qquad (5\text{-}5)$$

Интервал времени (τ_2—τ_1) отличается от полного времени теплового воздействия $\tau_к$, поскольку требуется определенный период на прогрев теплозащитного покрытия до начала поверхностного разрушения $\tau_1 = \tau_T$ (см. гл. 3), а также существует интервал ($\tau_к$—τ_2), когда подводимого теплового потока может оказаться недостаточно для продолжения разрушения и материал будет остывать.

При расчетах по формуле (5-5) температура разрушающейся поверхности используется как параметр. В отличие от эффективной энтальпии разрушения, которая в основном зависит лишь от энтальпии заторможенного потока, температура разрушающейся поверхности в большой мере является функцией давления p_e, определяющего коэффициент теплообмена.

5-3. Нестационарное разрушение теплозащитных материалов

При переменных внешних тепловых условиях разрушение теплозащитных материалов уже не может оцениваться критериями типа эффективной энтальпии. Это связано не только с тем, что тепловой поток q_λ, идущий на прогрев внутренних слоев, может сильно отличаться от своего квазистационарного значения (3-50), но и с тем, что массовые доли компонент на разрушающейся поверхности могут отличаться от исходного состава теплозащитного материала (второе обстоятельство является более существенным). Оно вызвано различиями в скоростях перемещения характерных изотерм внутри материала при нестационарном нагреве.

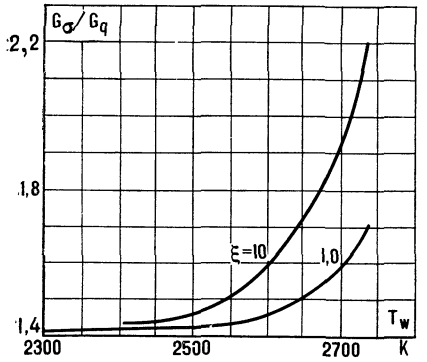
Например, скорость выхода газообразных продуктов термического разложения связующего вещества определяется скоростью перемещения изотермы $T = T^*$. Если эта скорость существенно превосходит скорость перемещения внешней поверхности, то концентрация газообразных продуктов разложения смолы у поверхности может оказаться столь значительной, что изменится характер протекания поверхностных процессов — горения и испарения. Такой случай исследовался в работе [Л. 5-9], где показана возможность повышения скорости испарения стеклопластика $G_б$ при нестационарном нагреве (рис. 5-9) когда скорость перемещения изотермы в ξ раз превышает скорость поверхностного разрушения.

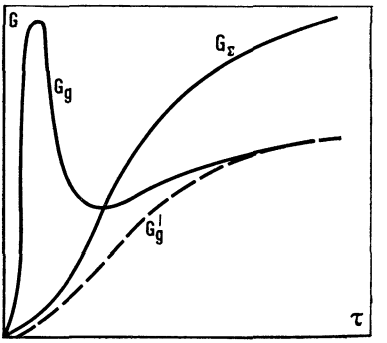
На практике выход материала на режим разрушения происходит в несколько этапов. К тому времени, когда температура поверхности достигает предела разрушения материала, фронт термического разложения может оказаться уже на достаточной глубине от поверхности, и тогда из-за термического сопротивления прококсованного слоя скорость его перемещения резко понизится и станет равной v_∞ (рис. 5-10). Это обстоятельство позволяет использовать единую зависимость скорости разрушения от температуры поверхности $G_\Sigma(T_w)$ как в неустановившемся, монотонно возрастающем, так и в квазистационарном режимах нагрева.

Физически принятое допущение оправдано тем, что температура поверхности — единственный из всех других параметров состояния теплозащитного материала, который непосредственно влияет на интенсивность протекания поверхностных процессов, таких как скорость химического взаимодействия или сублимации. Даже у плавящихся материа-

Рис. 5-9. Изменение отношения скорости испарения стеклопластика G_σ к скорости испарения кварцевого стекла G_q с температурой поверхности в условиях нестационарного нагрева (ξ — отношение скоростей разложения связующего вещества при нестационарном и квазистационарном режимах разрушения).

Рис. 5-10. Изменение во времени τ расхода газообразных продуктов коксования G_g и массовой скорости оплавления $G_\Sigma = \rho_0 v_\infty$, в разрушающемся стеклопластике при постоянных параметрах набегающего потока. ($G_g' = \varphi_{см}(1-K)\ \rho_0 V_\infty$ — квазистационарное значение расхода газообразных продуктов коксования).





лов с сильной зависимостью вязкости от температуры величина T_w практически полностью определяет расход вещества внутри расплавленной пленки (см. гл. 8).

Что касается внутренних процессов, то серьезно повлиять на зависимость скорости поверхностного разрушения от температуры T_w могут

лишь те из них, которые либо связаны с образованием значительных масс газообразных продуктов (т. е. влияют на интенсивность вдува), либо приводят к образованию новых химических компонент, влияющих на механизм разрушения определяющей компоненты. Применительно к композиционным теплозащитным материалам на органической связке процессом первого типа является термическое разложение смолы, а примером второго — гетерогенное взаимодействие окислов наполнителя с углеродом связующего вещества, при котором образуются тугоплавкие карбиды.

Во всех случаях, когда температура термического разложения связующего много ниже температуры разрушения поверхностного слоя теплозащитного материала, влиянием предыстории нагрева на зависимость скорости разрушения от температуры $G_w(T_w)$, как показано на рис. 5-10, можно пренебречь. Этот вывод подтверждается многочисленными экспериментальными и расчетными исследованиями.

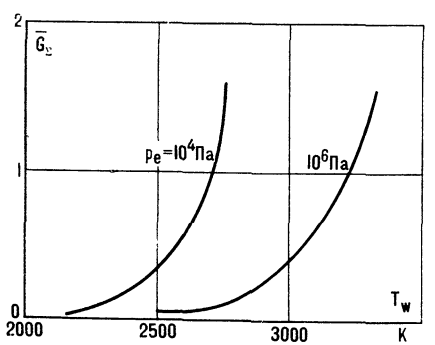
Использование единой зависимости скорости поверхностного разрушения от температуры поверхности позволяет разделить расчеты процессов разрушения и прогрева при любых, а не только квазистационарных условиях нагрева. В отличие от квазистационарных соотношений типа зависимости эффективной энтальпии $I_{эфф}$ от энтальпии торможения потока I_e уравнение $G_w(T_w)$ имеет то преимущество, что оно не связано с ограничениями на количество тепла q_λ, поглощенного внутри покрытия. Естественно, что связь скорости G_w с температурой T_w должна также учитывать все стороны влияния внешних параметров набегающего потока на механизм разрушения или, в общем случае, должна быть представлена многопараметрической зависимостью

$$G_w = f_1 [T_w, (\alpha/c_p)_0, p_e, I_e]. \qquad (5\text{-}6)$$

Для каждого класса материалов и для каждого определяющего механизма разрушения конкретный вид уравнения (5-6) может быть получен либо в процессе экспериментального исследования, проводимого также в квазистационарных условиях, либо расчетным путем (характерные кривые скорости разрушения оплавляющихся материалов представлены на рис. 5-11). Подобным же образом определяется зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w от скорости разрушения G_w и параметров обтекания

$$\Delta Q_w = f_2 [G_w, (\alpha/c_p)_0, p_e, I_e]. \qquad (5\text{-}7)$$

Рис. 5-11. Типичный вид зависимости безразмерной скорости уноса массы оплавляющегося материала $\bar{G}_\Sigma$ от температуры поверхности T_w при различных давлениях торможения p_e.



Если в процессе разрушения часть материала уносится в жидком или твердом виде, то возникает необходимость в определении доли газообразных продуктов:

$$\Gamma = G_w/G_\Sigma = f_3\left[G_w, (\alpha/c_p)_0, I_e, p_e\right]. \tag{5-8}$$

Соотношения (5-6) — (5-8) вместе с балансом тепла на разрушающейся поверхности (5-1) позволяют замкнуть систему граничных условий и получить связь теплового потока q_λ с температурой T_w:

$$q_\lambda = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\bigg|_{y=0} = q_0 - \gamma G_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4. \tag{5-9}$$

Этого условия оказывается достаточно для решения общего уравнения сохранения энергии внутри теплозащитного покрытия (3-44) при любом характере изменения внешних параметров обтекания. При этом скорость перемещения внешней поверхности v_∞ определяется с привлечением соотношения (5-8).

В тех случаях, когда время установления квазистационарного режима разрушения $\tau_V = \frac{a}{\bar{v}_\infty^2} F(m)$ (см. гл. 3) оказывается много меньше характерного времени изменения внешних условий, процедуру расчета можно упростить, используя понятия эффективной энтальпии или безразмерной скорости $\bar{G}_\Sigma$ и параметра Γ и их зависимость от энтальпии заторможенного потока I_e, типа уравнения (5-4).

Итак, общая задача исследования разрушающихся теплозащитных материалов требует установления определяющего механизма разрушения и получения зависимости основных характеристик уноса массы в виде функций от температуры поверхности и внешних условий обтекания. С этой целью целесообразно разбить все многообразие теплозащитных материалов на несколько классов, исходя из предполагаемого определяющего механизма разрушения. Будет рассмотрено пять таких классов:

1) сублимирующие материалы (гл. 6);
2) разлагающиеся материалы (гл. 6);
3) материалы, химически реагирующие с компонентами набегающего газового потока (гл. 7);
4) оплавляющиеся материалы (гл. 8);
5) композиционные материалы (гл. 9).

При изучении последнего класса материалов требуется учитывать взаимное влияние различных элементарных процессов разрушения друг на друга. При этом необходимо выявить условия, при которых такое влияние может качественным образом отразиться на интенсивности уноса массы или температуре разрушения.

Конечно, перечисленные пять классов теплозащитных материалов не могут закрыть все разнообразие химических веществ и их компози-

ций, с которыми приходится встречаться на практике. Более того, ниже будут приведены лишь те механизмы разрушения, которые могут быть описаны на основании строгих термодинамических или гидродинамических соотношений. Из рассмотрения выпали различные гипотезы механической эрозии, требующие введения эмпирических зависимостей для предельных условий термопрочности.

Такое ограничение вызвано, прежде всего, желанием авторов найти общий подход к построению методов расчета разрушающихся теплозащитных материалов. Важно также, чтобы все теплофизические, кинетические и другие параметры расчетных моделей однозначно характеризовали сам материал, а не характер его нагрева или разрушения. Точнее, указанные параметры не должны изменяться при переходе от одних условий эксплуатации к другим.

В последующих главах будут описаны механизмы разрушения основных представителей разрушающихся теплозащитных материалов. Для определенности каждый раз будут указаны некоторые «эталонные» материалы данного класса. Эксперименты указали на некоторую «консервативность» механизма разрушения к химическому составу: небольшие добавки инородных компонент не меняют существа зависимостей параметров разрушения от характеристик набегающего газового потока. Поэтому все представленные численные результаты могут быть распространены на целую группу материалов.

СУБЛИМИРУЮЩИЕ И РАЗЛАГАЮЩИЕСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Сублимирующие материалы

При интенсивном нагреве все теплозащитные материалы претерпевают поверхностные или объемные физико-химические превращения. Характерным примером первых является сублимация или испарение, а вторых — деструкция (пиролиз), деполимеризация материалов, объединенные термином «термическое разложение».

При воздействии теплового потока на теплозащитное покрытие может происходить переход вещества из твердой фазы непосредственно в газообразную. Если этот процесс идет на поверхности, к которой подводится конвективный тепловой поток, говорят о сублимирующем покрытии. В качестве сублимирующего покрытия при атмосферном давлении и соответствующих температурных условиях могут выступать сухой лед (твердая углекислота), нафталин, графит и другие материалы. Следует отметить, что в определенных условиях практически все вещества могут сублимировать, достаточно лишь, чтобы давление паров материала над поверхностью было меньше давления паров в так называемой тройной точке. В табл. 6-1 приведены температуры и давления в тройной точке для перечисленных выше веществ.

При превышении этого давления вещества перестают сублимировать, что проявляется в возникновении на их поверхности жидкой пленки. Для примера на рис. 6-1 приведена диаграмма состояния CO_2.

Рассмотрим, чем определяется скорость уноса в режиме сублимации.

Таблица 6-1. **Давление, температура и теплота испарения некоторых веществ в тройной точке**

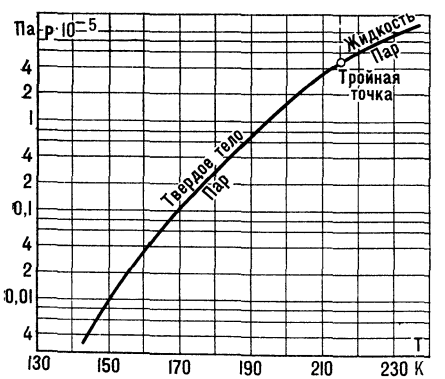
Вещество	$p^* \cdot 10^{-5}$, Па	T^*, К	$\Delta Q_{исп}$, кДж/кг
CO_2	5,0	215	560
Нафталин	0,015	353	400
Графит	110	4200	—

Известно, что массовая скорость испарения с поверхности определяется формулой Кнудсена — Ленгмюра:

$$G_{i,w} = \frac{a\left(p_i^{н} - p_i\right)}{\sqrt{2\pi R T_w / M_i}}, \qquad (6\text{-}1)$$

где a — так называемый коэффициент аккомодации, который может меняться от 1 (металлы) до очень малых величин (10^{-9} для красного фосфора); $p_i^{н}$ — давление насыщенных паров вещества при температуре T_w; p_i — давление паров вещества над поверхностью; M_i — молекулярная масса; T_w — температура поверхности сублимирующего вещества.

Рис. 6-1. Фазовая диаграмма для углекислоты CO_2 (сухой лед).



Структура формулы, в числителе которой стоит разность двух величин $p_i^{н}$ и p_i, указывает на то, что скорость испарения есть разность двух потоков массы. При отсутствии равновесия $p_i^{н} \neq p_i$. Если $p_i^{н} > p_i$, то вещество будет удаляться с поверхности, т. е. будет иметь место унос массы, если $p_i > p_i^{н}$, то, наоборот, будет происходить осаждение молекул на поверхности. Обратный испарению процесс называется конденсацией. Скорость обратного процесса пропорциональна числу молекул в единице объема, т. е. парциальному давлению молекул рассматриваемого вида над разрушающейся поверхностью. При испарении в замкнутую полость с течением времени обязательно наступает состояние динамического равновесия, когда скорость конденсации равна скорости испарения. Соответствующее парциальное давление называется давлением насыщенного пара.

В задачах, связанных с тепловой защитой, процесс сублимации протекает неравновесно. Это обусловлено диффузионным и конвективным уносом продуктов сублимации или испарения во внешний поток.

Для того чтобы рассчитать парциальное давление i-й компоненты p_i в облаке паров над поверхностью (на расстоянии длины свободного пробега), необходимо рассмотреть баланс массы этой компоненты в пограничном слое. Перенос массы происходит за счет конвекции и диффузии (второе слагаемое):

$$G_{i,w} = \varphi_i G_w = G_w c_{i,w} - \beta (c_{i,e} - c_{i,w}), \tag{6-2}$$

где φ_i — содержание i-й компоненты; β — коэффициент массообмена; c — массовая концентрация.

Во внешнем потоке $c_{i,e}=0$, а для однородных веществ содержание i-й составляющей в материале $\varphi_i=1$. Для оценок можно воспользоваться аналогией между тепло- и массообменом $\beta=(\alpha/c_p)_w$, получим:

$$G_w = -\frac{\beta (c_{i,e} - c_{i,w})}{1 - c_{i,w}} = \frac{(\alpha/c_p)_w p_i M_i}{p_e M_\Sigma - p_i M_i}. \tag{6-3}$$

При выводе (6-3) использовали связь парциальных давлений с массовой концентрацией:

$$c_{i,w} = \frac{p_i M_i}{p_e M_\Sigma} \text{ или } p_i = c_{i,w} p_e \frac{M_\Sigma}{M_i}.$$

Подставляя (6-1) в (6-3) и учитывая, что $M_\Sigma=M_e$, получаем соотношение для оценки степени неравновесности процесса, т. е. отношение парциального давления к давлению насыщенного пара:

$$\frac{p_i^н}{p_i} - 1 = \frac{(\alpha/c_p)_w \sqrt{2\pi \frac{R}{M_i} T_w}}{a (M_e/M_i)(p_e - p_i)}. \tag{6-4}$$

Прежде всего заметим, что чем меньше отношение $p_i/p_i^н$, тем больше неравновесность процесса. Из уравнения (6-4) видно, что степень неравновесности $p_i/p_i^н$ возрастает с увеличением температуры и коэффициента теплообмена и убывает с ростом давления p_e. Если давление в облаке паров над поверхностью p_i существенно ниже давления насыщенного пара $p_i^н$, например при сублимации в вакууме, то режим разрушения называется кинетическим. В противоположном случае мы имеем дело с равновесной сублимацией. Ясно, что между этими предельными режимами имеется переходный участок. Давление насыщенного пара над поверхностью сублимации в соответствии с уравнением Кла-

пейрона — Клаузиуса для кривой фазового равновесия определяется

$$p^{н}(T_w) = \exp[K - \Delta Q_{исп} M/RT_w], \quad (6\text{-}5)$$

где $\Delta Q_{исп}$ — теплота сублимации; M — молекулярная масса пара; R — универсальная газовая постоянная; K — экспериментальная константа.

Коэффициент аккомодации a, который также называют коэффициентом испарения, прилипания или конденсации, показывает, какая доля молекул из числа соударившихся с поверхностью адсорбируется ей. Коэффициент аккомодации для различных веществ меняется в широких пределах (табл. 6-2).

Таблица 6-2. **Коэффициент аккомодации некоторых материалов** [Л. 6-3; 6-22]

Вещество	Коэффициент аккомодации a	Диапазон температур, К
Бериллий	1	1170—1550
Медь	1	1180—1460
Железо	1	1320—1870
Молибден	1	2070—2500
Никель	1	1320—1600
Титан	0,5—1,0	1650—1810
Вольфрам	1	2520—3300
Углерод С	0,4	2670
Углерод C_2	0,3	2670
Углерод C_3	0,1	2670
Углерод C_5	10^{-3}	2670
Вода (лед)	0,5—1,0	(214) — (232)
Вода (лед)	$0{,}94 \pm 0{,}06$	(188) — (213)
Фосфор красный	10^{-9}—10^{-7}	580—750
Иод	0,055—0,208	310—340
Бензол	0,9	280
Хлороформ	0,16	275
Камфара (синтетическая)	0,139	260
Метиловый спирт	0,045	270
Нафталин	0,135	310—340

Теплота испарения $\Delta Q_{исп}$ слабо зависит от температуры поверхности T_w. Так, для CO_2 при изменении T_w от 170 до 215 К (что соответствует изменению давления паров от 0,01 до 0,5 МПа) $\Delta Q_{исп}$ изменяется на 7%. Обычно величина $\Delta Q_{исп}$ приводится в таблицах, однако в случае отсутствия таких таблиц она может быть вычислена по уравнению Клапейрона — Клаузиуса, записанному в несколько ином виде:

$$\Delta Q_{исп} = \frac{R}{M} T_w^2 \frac{d \ln p^{н}(T)}{dT}. \quad (6\text{-}6)$$

В реальных условиях на поверхности может оказаться несколь конденсированных веществ. Например, в пленке расплава асбеста пр высоких температурах существуют SiO_2, MgO и C. В этом случае ура нение Кнудсена — Ленгмюра применяется к каждой компоненте в от дельности. Однако при отнесении потока массы ко всей поверхности нужно вводить коэффициент ее заполнения i-й компонентой φ_i:

$$G_i = \frac{a_i \left(p_i^{\text{н}} - p_i\right) \varphi_i}{\sqrt{2\pi R T_w / M_i}}. \qquad (6\text{-}7$$

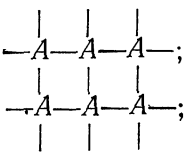
При сублимации с поверхности углерода в его парах могут содер жаться не только одноатомные, но и многоатомные молекулы: C_2, C_3,.. C_7 [Л. 6-4]. При этом каждая молекула образуется в результате субли мации твердой фазы. В этом случае

$$G_w = \sum_i \frac{a_i \left(p_i^{\text{н}} - p_i\right)}{\sqrt{2\pi R T_w / M_i}}. \qquad (6\text{-}8$$

Сублимация может сопровождаться серией химических реакций меж ду твердой поверхностью и продуктами сублимации, с одной стороны и компонентами внешнего потока — с другой. Это, естественно, сильн осложняет анализ, поскольку требует учета изменения состава газ в пограничном слое. Поэтому все сказанное выше относится к случаю когда процесс испарения не осложнен диссоциацией соединения или хи мическим взаимодействием паров с внешним потоком. В качестве при мера более сложного процесса сублимации в последующем будет рас смотрено испарение кварцевого стекла (гл. 8).

Механизм разложения термопластичны теплозащитных материало

В качестве компонентов теплозащитных материалов часто приме няются полимеры. Это вещества с большой молекулярной массой, равно десяткам и сотням тысяч, а иногда и миллионам, причем макромолеку лы полимеров состоят из большого числа одинаковых элементов A (мономерных единиц) с низкой молекулярной массой. Структура поли меров может быть линейной $—A—A—A—A—$ или сетчатой:



Современная наука о теплозащитных материалах различает понятия теплостойкости и термостойкости полимеров. Теплостойкость — это та предельная температура, по достижении которой полимер теряет свою прочность под действием той или иной нагрузки. Под термостойкостью понимается предельная температура, при которой начинаются химические изменения в полимере, отражающиеся на его свойствах, т. е. происходит термическая или термохимическая деструкция полимера.

Структура полимера во многом определяет его свойства. Полимеры с линейной структурой, как, например, полиэтилен (ПЭ), полистирол (ПС), политетрафторэтилен (ПТФЭ, тефлон, фторопласт-4), полиметилметакрилат (ПММ, оргстекло) и др., при нагревании до температуры плавления не теряют своих пластических свойств. Поэтому их называют термопластами. При дальнейшем повышении температуры они плавятся и затем цепь макромолекулы постепенно распадается на отдельные звенья. Ввиду того что молекулярная масса конечных продуктов разложения много меньше массы полимера, они в отличие от полимера находятся при температуре разложения в газовой фазе. Если распад происходит по связям, соединяющим мономерные звенья, реакция распада называется деполимеризацией. Если в результате получаются более сложные продукты, не мономеры, то говорят о термодеструкции полимера. Примером реакции деполимеризации может служить разложение фторопласта-4, начиная с 670 К: $[C_2F_4]_n$ (фторопласт-4)$\rightarrow n C_2F_4$ (тетрафторэтилен), а термодеструкция — разложение полиэтилена начиная с 570 К

$$(CH_2)_n \rightarrow (CH_2)_{n_1} + (CH_2)_{n_2} + \cdots,$$

где n_1, n_2 и т. д. в среднем равны 50, т. е. средняя молекулярная масса продуктов распада близка к 700.

Процесс термической деструкции полимеров представляет собой совокупность гомогенных и гетерогенных химических реакций и фазовых превращений, сопровождающихся обычно поглощением тепла и потерей массы за счет выделения летучих продуктов разложения.

Как известно, все химические реакции делятся на гомогенные, протекающие в объеме, и гетерогенные, протекающие на поверхности раздела между фазами. Оба типа реакций характеризуются своей скоростью, зависимость которой от концентрации веществ описывается степенным законом (закон действующих масс):

$$-\frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} = K \rho_A^{\alpha} \rho_B^{\beta} \cdots$$

Скорость реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ в соответствующих степенях (знак минус означает, что концентрация вещества A убывает со временем). Константа скорости реакции K зависит от температуры в соответствии с законом Аррениуса

$$K = B \exp(-E/RT), \text{ моль/с}, \qquad (6\text{-}9)$$

где B — предэкспонентный множитель, моль/с; R — универсальная газовая постоянная, кДж/моль·К; T — температура реагирующих веществ, К; E — энергия активации реакции, кДж/моль, определяемая обычно из эксперимента.

Сумма показателей степеней при концентрациях в законе действующих масс называется порядком реакции. В химической кинетике показатели при концентрациях могут не соответствовать стехиометрическим коэффициентам, т. е. числу молекул данного вещества, участвующих в реакции. Более того, они могут быть дробными, что указывает на сложный механизм реакции, протекающей в несколько элементарных стадий, для каждой из которых степень при концентрациях строго соответствует стехиометрическим коэффициентам.

Реакция имеет нулевой порядок, если ее скорость не зависит от концентраций участвующих в ней веществ. Реакцией первого порядка называется реакция, скорость которой пропорциональна концентрации только одного из реагирующих веществ. Реакции второго порядка возможны двух типов: в первом скорость пропорциональна квадрату концентрации единственного реагирующего вещества, во втором — произведению первых степеней концентраций двух различных веществ.

При гетерогенной деструкции, протекающей с выделением газообразных продуктов, которые диффундируют из зоны реакции к внешней поверхности материала, а затем десорбируют во внешнюю среду, скорость разложения будет определяться скоростями трех процессов: скоростью химической реакции; скоростью отвода газообразных продуктов из зоны реакции и скоростью их десорбции с внешней поверхности.

Скорость процесса в целом всегда определяется наиболее медленными его стадиями, при невысоких давлениях десорбция газа происходит гораздо быстрее, чем два первых процесса, т. е. скорость разложения будет определяться скоростью собственно химической реакции и скоростью диффузии газообразных продуктов внутри материала. В том случае, если лимитирующей стадией процесса является диффузия, кажущаяся кинетика реакции будет описываться уравнениями диффузии и, следовательно, не будет отражать скорости собственно химической реакции. В этом случае говорят, что процесс протекает в диффузионной области. Чаще всего он описывается уравнением реакции первого порядка, так как скорость диффузии прямо пропорциональна концентрации вещества в объеме. В диффузионной области кинетика процесса не имеет ничего общего с истинной кинетикой гетерогенных химических реакций.

Если скорость химической реакции значительно меньше скорости диффузии, то скорость процесса в целом будет определяться скоростью собственно химической реакции. В этом случае говорят, что процесс протекает в кинетической области и описывается уравнением химической кинетики той реакции, которая протекает на поверхности. Поскольку при понижении температуры скорость химической реакции убывает быстрее, чем скорость диффузии, то при более низких температурах процесс чаще протекает в кинетической области.

В том случае, если скорость диффузии соизмерима со скоростью химической реакции или если на части поверхности процесс протекает в кинетической области, а на остальной — в диффузионной, кинетика процесса в целом соответствует промежуточной области.

Следует отметить, что подавляющее большинство гетерогенных реакций формально описывается кинетическими уравнениями дробного порядка. Этот дробный порядок в одних случаях, как уже отмечалось, является следствием многоступенчатой реакции, в других — он оказывается кажущимся, так как получается в результате введения в кинетическое уравнение величин, характеризующих изменение концентрации вещества не непосредственно на поверхности, а в объеме. Истинный порядок реакции, протекающей на поверхности, равен единице, так как согласно основному постулату химической кинетики скорость гетерогенного химического процесса прямо пропорциональна поверхностной концентрации вещества в первой степени.

Для полимеров скорость деструкции в общем случае определяется только кинетикой процесса разложения, которая зависит от интенсивности теплового воздействия. Обычно полагают, что во всем температурном диапазоне деструкции зависимость скорости разложения от температуры и массы материала описывается уравнением такого же вида, что и уравнение для скорости гомогенной химической реакции:

$$-\frac{d\rho}{d\tau} = Kf(\rho) = g.$$

Функция $f(\rho)$ характеризует механизм разложения вещества и чаще всего задается в виде простой степенной зависимости: $f(\rho) = \rho^n$, где n — порядок реакции. Учитывая это выражение и соотношение

Таблица 6-3. **Свойства термопластичных материалов**

Материал	ρ, кг/м³	λ, Вт/(м·К)	$a \cdot 10^7$, м²/с	c_S, кДж/(кГ·К)
Политетрафторэтилен (ПТФЭ)	2000—2200	0,29(530 К) —	0,93(530 К) 0,905	1,44(530 К) —
Полиметилметакрилат (ПММ)	1200 1000	0,188(340 К) 0,21	0,98(340 К) 1,0	1,605(340 К) 1,9
Полистирол (ПС)	1060	0,12		1,32
Полипропилен (ПП)	920	0,12		1,94
Полиэтилен (ПЭ)	930	0,335		2,5

* Полная теплота разложения: $H^* = c_S\left(T_р - T_о\right) + \Delta Q_{субл}$.

(6-9), получаем кинетическое уравнение процесса термического разложения в виде

$$g = -\frac{d\rho}{d\tau} = B\exp(-E/RT)\,\rho^n. \qquad (6\text{-}10)$$

Величины B и E для некоторых полимеров приведены в табл. 6-3.

Согласно кинетическому уравнению плотность материала ρ на внешней поверхности уменьшается за счет термодеструкции, при этом соответственно уменьшается и g. В пределе ρ должно стремиться к нулю. На практике этого не наблюдается, что связано, вероятно, с резким уменьшением вязкости расплава термопластов с температурой $\mu = K(T)^{-n}$, где $n = 15 \div 30$, и заполнением пустот полимера, находящегося в вязкотекучем состоянии.

Продукты деструкции покидают материал путем диффузии, но плотность вещества в зоне разложения в результате подтекания расплавленного полимера остается примерно постоянной.

Реакции термического разложения, как правило, являются мономолекулярными, т. е. их скорость зависит лишь от собственной концентрации данного вещества. В этом случае при первом порядке реакции $n = 1$ и постоянной температуре $T = T_i$ концентрация реагирующего вещества меняется со временем как

$$X = 1 - \exp(-K\tau),$$

где $X = (\rho - \rho_C)/(\rho_0 - \rho_C)$, а K — константа скорости разложения по уравнению (6-9); ρ_C — плотность твердого остатка.

Кривые, показывающие изменение концентраций исходных веществ со временем, называются кинетическими кривыми.

E, кДж/моль	E/R, К	B, $с^{-1}$	$\Delta Q_{субл}$, кДж/кг	$\Delta Q_{гор} \times 10^{-3}$, кДж/кг	$T_р$, К	Источник
—	40 600	$5 \cdot 10^{18}$	—	—	—	[Л.6-12]
340	—	$9{,}4 \cdot 10^{18}$	1740	21,8	1000	[Л.6-15] [Л.6-8]
—	—	—	—	—	—	[Л.6-12]
—	15 200	$6{,}7 \cdot 10^{8}$	2190*	14	550	[Л.6-8]
167—208		—	2700*	—	770—850	[Л.6-13]
—	27 500	$7 \cdot 10^{14}$	2470*	—	1000	[Л.6-14]
—	24 000	$4 \cdot 10^{11}$	6100* (при $M_v = 28$)	29		[Л.6-14]

Нетрудно показать, что чем выше температура, тем круче зависимость концентрации реагирующего вещества от времени, т. е. продолжительность реакции уменьшается с ростом температуры. Указанное обстоятельство приводит к сложному наложению кинетических процессов в тех случаях, когда реакция является многоступенчатой.

6-3. Зависимость параметров разрушения термопластов от условий во внешнем потоке

Из термопластичных материалов наиболее изученным в теоретическом и экспериментальном отношениях является политетрафторэтилен (ПТФЭ). Благодаря стабильности характеристик этого материала и отсутствию механического уноса массы при его разрушении появилась возможность рассчитать параметры разрушения и сравнить результаты с экспериментальными данными. Ряд исследователей использовали ПТФЭ в качестве эталона при сравнительных испытаниях.

Теплофизические свойства, а также кинетические константы термопластичных материалов изучены довольно полно в широком диапазоне температур, они приведены в табл. 6-3 и П-III-2.

Кроме политетрафторэтилена, рассмотрим также полиметилметакрилат. Хотя оба эти материала не нашли широкого практического применения в качестве теплозащитных покрытий, их изучение представляет большой интерес, так как на их примере удобно рассмотреть элементарные процессы переноса тепла и массы в прогретой зоне и в пограничном слое. Для них характерны низкие значения коэффициентов теплопроводности и излучательной способности разрушающейся поверхности, повышенная теплоемкость и низкая температура начала деполимеризации. Разрушение этих материалов сопровождается интенсивным образованием газообразных продуктов, молекулярная масса которых зависит от давления и состава окружающей среды. Вследствие относительно низкой температуры разрушающейся поверхности и малой теплопроводности они аккумулируют незначительное количество тепла в поверхностном слое, что приводит практически к отсутствию прогретой зоны.

Как уже отмечалось, термопласты представляют собой полимеры линейного строения со степенью полимеризации до 10^4, обладающие большой энергией связи полимерной цепи. Например, ПТФЭ, являющийся продуктом полимеризации тетрафторэтилена, при нормальных условиях представляет собой монолитный материал с цепью строения $(C_2F_4)_n$ и с высокой степенью симметрии. Средняя молекулярная масса полимера колеблется в пределах 400 000—900 000. Полимер представляет собой плотное вещество белого цвета, состоящее из совокупности твердых кристаллитов с аморфными разветвленными участками, находящимися в высокоэластичном состоянии. Кристаллиты — это участки из ориентированных, плотно сжатых между собой волокон (макромолекул), аморфные участки — произвольно ориентированные переплетения

макромолекул. Кристаллитные участки имеют плотность $\rho_к = 2{,}35$ г/см³ аморфные $\rho_а = 2{,}00$ г/см³.

При $T_w = 750 \div 1000$ К ПТФЭ начинает разлагаться, поглощая боль шое количество тепла, тепловой эффект термического разложения или деструкции при нормальном давлении $H^* \approx 2200$ кДж/кг.

ПТФЭ существует в двух модификациях: монолитной и пористой Пористый ПТФЭ состоит из шариков, соединение которых обеспечивает ся механическими силами сцепления перепутавшихся волокон (макро молекул). Степень кристалличности шарика довольно низкая.

Хотя большинство исследователей считало, что жидкая фаза у ПТФЭ отсутствует и при разложении твердое вещество переходит непосредст венно в газ, при его нагреве выше 730 К на поверхности появляется жидкая фаза. Представляется, что эта жидкая пленка очень тонка и, по видимому, состоит из продуктов разложения ПТФЭ в виде длинны осколков цепи. При остывании продукты расплава затвердевают, но н возвращаются в исходное состояние, а образуют парафинообразно хрупкое вещество.

Рассмотрим вкратце свойства полиметилметакрилата. Его химиче ский состав выражается формулой $(C_5H_8O_2)_n$. Это легкий аморфный ма териал ($\rho \approx 1200$ кг/м³) с температурой размягчения, равной примерн 370 К. Исследован ПММ хуже, чем ПТФЭ. Разрушение ПММ, вызыва мое интенсивным нагревом поверхности высокотемпературным потоко газа, представляет собой сложный процесс, включающий в себя разли ные фазовые и физико-химические явления как в твердом материал так и в пограничном слое. О механизме разрушения ПММ до сих пор не единой точки зрения. На первых порах изучения разрушения ПМ предполагалось, что при температуре поверхности 500—550 К происх дит реакция деполимеризации с образованием в газовой фазе мономер $C_5H_8O_2$ с молекулярной массой 100 г/моль при любом значении давлени окружающей среды. Выпадение на поверхности углерода указывает н то, что при более высоких температурах в пограничном слое мономе $C_5H_8O_2$ претерпевает дальнейшие изменения. В результате его разлож ния, по-видимому, образуются такие продукты, как CO, H_2O, H_2, и угл род в твердой фазе. Кроме того, возможно горение мономера:

$$(C_5H_8O_2) + 6O_2 \rightarrow 5CO_2 + 4H_2O.$$

Разрушение ПММ сопровождается образованием жидкой пленк Присутствие на поверхности ПММ жидкой пленки так же, как и дл ПТФЭ, означает, что при рассмотрении механизма разрушения ПМ необходимо последовательно учитывать кинетику перехода из твердо фазы в жидкую и из жидкой в парообразную. К сожалению, отсутств данных по кинетике переходов в настоящее время затрудняет создан достаточно полной картины механизма разрушения ПММ.

Замечено, что толщина жидкой пленки уменьшается с ростом лине ной скорости разрушения. Вязкость пленки постепенно уменьшает с увеличением температуры. При разрушении ПММ в условиях знач

тельных касательных напряжений и небольших тепловых потоков возможен механический унос жидкой пленки.

Рассмотрим теперь характерные процессы, протекающие на поверхности полимера в случае подвода к ней конвективного теплового потока. Для простоты считается, что тепло распространяется лишь в направлении, перпендикулярном поверхности, к которой подводится тепло (ниже будут указаны границы, в которых данное предположение верно).

Так же, как и в случае испаряющегося материала, через некоторое время в нем устанавливается квазистационарный профиль температуры, т. е. температура внутри материала будет зависеть только от расстояния до разрушающейся поверхности. На поверхности температура максимальная и по мере удаления от нее монотонно убывает. Отличие термопластов от сублимирующих материалов состоит в том, что у первых переход в газообразное состояние происходит не на поверхности, а в некоторой зоне конечной толщины, примыкающей к ней. Уменьшение температуры на 50 К резко снижает скорость разложения (до 10 раз). Поэтому на достаточном удалении от поверхности разложение не происходит. Если проследить за некоторой точкой внутри полимера, то по мере ее приближения к поверхности температура в этой точке растет, начиная от T_0 на большом удалении от поверхности. При этом сначала идет просто нагрев полимера, а затем, по достижении достаточно высокой температуры, начинается его разложение.

На рис. 6-2 изображен профиль температуры внутри термопластичного полимера при квазистационарном уносе.

Уравнение распространения тепла в зоне *2* совпадает с аналогичным уравнением для сублимирующего материала, а в зоне *3* в уравнение распространения тепла следует включить член, учитывающий поглощение тепла при разрыве химических связей в процессе термодеструкции полимера.

Рассмотрим унос термопластичного полимера с точки зрения баланса энергии. На рис. 6-3 изображена диаграмма энтальпия — температура для твердого полимера $I_S(T)$ и газообразных продуктов его разрушения $I_g(T)$. За нуль условно принята энтальпия газообразных продуктов разложения при нормальных условиях ($T=300$ К, $p=10^5$ Па).

Точка A соответствует энтальпии твердого полимера в нормальных условиях. Переход из точки A в точку B соответствует нагреванию полимера до температуры разложения $T_р$, а переход из точки B в точку C — разложению и переходу из конденсированной фазы в газообразную. Суммарный тепловой эффект (так называемая теплота разрушения) равен:

$$H^* = I_{g,C} - I_{S,A} = (I_{S,B} - I_{S,A}) + (I_{g,C} - I_{S,B}) =$$

$$= c_S (T_р - T_0) + \Delta Q_{субл}. \qquad (6\text{-}11)$$

Тангенс наклона прямой $I_S(T)$ соответствует теплоемкости полимера c_S.

Теплофизические свойства термопластичных полимеров, в том числе $c_S(T_р—T_0)$, H^* и $\Delta Q_{субл}$ могут быть рассчитаны из табл. 6-3.

Видно, что величины $c_S(T_р—T_0)$ и $\Delta Q_{субл}$ одного порядка, т. е. поглощения тепла за счет теплоемкости и в результате разрыва химических связей при термодеструкции одинаково существенны.

Если сделать упрощающие предположения об одномерности распространения тепла, о слабой зависимости теплопроводности от температуры и о заполнении пустот расплавленным полимером, то уравнение распространения тепла при квазистационарном уносе термопластов (в системе координат, связанной с движущейся поверхностью) будет иметь следующий вид:

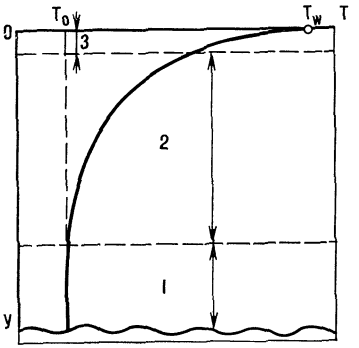
$$\lambda_S \frac{d^2T}{dy^2} - B\rho\Delta Q_{субл} \exp(-E/RT) + \rho c_S v_\infty \frac{dT}{dy} = 0. \qquad (6\text{-}12)$$

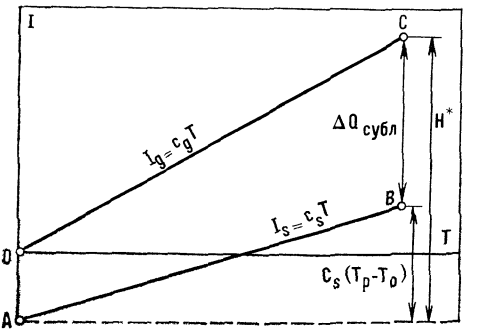
Первый член описывает перенос тепла за счет теплопроводности, второй — поглощение тепла при деструкции, третий — поглощение тепла за счет теплоемкости. Для этого уравнения не существует аналитического решения, поэтому для определения профиля температуры приходится прибегать к помощи ЭВМ. Однако в уравнении можно сделать

Рис. 6-2. Профиль температуры внутри термопластичного полимера, разрушающегося под действием конвективного теплового потока.

1 — непрогретый полимер; *2* — зона нагрева; *3* — зона разложения.

Рис. 6-3. Диаграмма энтальпия — температура для полимера и продуктов его разрушения.





существенные упрощения, если обратить внимание на то, что зона деструкции является очень тонкой и температура в ней меняется мало. Количество тепла, поглощаемое в зоне деструкции за счет разложения, составляет 800—2000 кДж/кг, а за счет теплоемкости — 60—120 кДж/кг (при перепаде температур в зоне 50 К). В этом случае в зоне деструкции

третьим членом в уравнении (6-12) можно пренебречь, и оно примет упрощенный вид:

$$\frac{d^2T}{dy^2} = \frac{B\Delta Q_{\text{субл}} \exp(-E/RT)\,\rho}{\lambda_S}. \tag{6-13}$$

С другой стороны, линейная скорость уноса v_∞ определяется как

$$v_\infty = \frac{G_\Sigma}{\rho} = \frac{\int_0^\infty g\,dy}{\rho} = \int_0^\infty B \exp(-E/RT)\,dy. \tag{6-14}$$

Граничные условия этой системы:

$$y = 0,\ T = T_w;\quad y \to \infty,\ T \to T_0.$$

Таким образом, температуры на поверхности и в глубине материала считаются известными. Тогда может быть найдено аналитическое решение упрощенного уравнения теплопроводности (6-13), которое дает связь между температурой поверхности T_w и массовой скоростью уноса G_Σ:

$$G_\Sigma = \frac{\sqrt{B\rho \frac{R}{E} \lambda_S \exp(-E/RT_w)\,T_w}}{\sqrt{H^* - \frac{\Delta Q_{\text{субл}}}{2}}}. \tag{6-15}$$

На рис. 6-4 приведена зависимость $G_\Sigma(T_w)$ для различных полимеров, рассчитанная согласно (6-15). Обращает на себя внимание практически линейный характер зависимости $\lg G$ от $1/T_w$ в указанном на рисунке диапазоне изменения температуры.

Рассмотрим поведение полимеров при воздействии радиационного теплового потока. Если на поверхность полимера падает радиационный тепловой поток в видимой или ближней инфракрасной области, то полимер может оказаться прозрачным для этого излучения. Практически все термопластичные полимеры становятся прозрачными при нагревании выше температуры плавления. В этом случае излучение, не поглощаясь на поверхности, проникает внутрь термопласта и поглощается там. Если принять, что поглощение энергии следует закону Бугера, то тепловой поток убывает согласно формуле

$$q_R(y) = q_{R_0} \exp(-y/\delta_R),$$

где $q_{R_0}, q_R(y)$ — поток лучистой энергии на границе и в глубине полимера; δ_R — расстояние, на котором падающий лучистый поток будет ослаблен в e раз, называется длиной свободного пробега излучения (по аналогии с кинетической теорией газов). Поглощенное излучение целиком переходит в тепловую энергию, что эквивалентно появлению внутри

полимера распределенного источника тепла, т. е. в уравнении (6-12) по является еще один член:

$$\lambda_S \frac{d^2T}{dy^2} - B\rho\Delta Q_{\text{субл}} \exp(-E/RT) + \rho c_S v_\infty \frac{dT}{dy} +$$

$$+ \frac{q_{R_0}}{\delta_R} \exp(-y/\delta_R) = 0. \qquad (6\text{-}16$$

Уравнение (6-16) описывает распространение тепла в материале в случае квазистационарного уноса полупрозрачного полимера. На граничных условиях наличие излучения не сказывается, так как для поглощения необходима конечная толщина:

$y = 0$; $-\lambda_S \frac{dT}{dy} = q_w$, где q_w — конвективный тепловой поток;

$y \to \infty$; $dT/dy \to 0$.

Для простоты рассмотрим частный случай, когда конвективный поток отсутствует и разрушение полимера идет лишь за счет радиационного нагрева. Тогда первое граничное условие принимает вид $dT/dy =$(

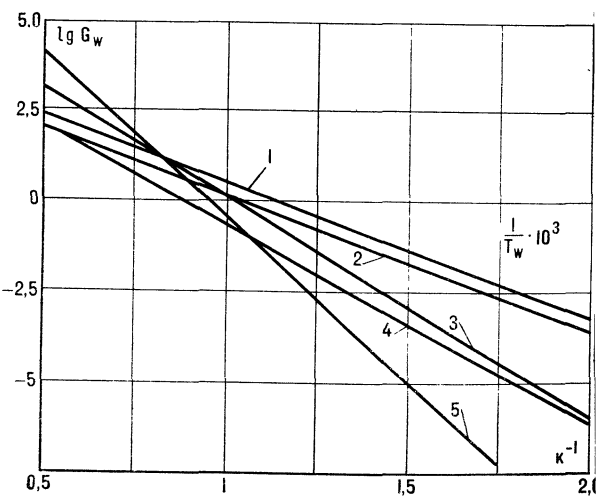


Рис. 6-4. Зависимость массовой скорости разрушения термопластичных полимеров от температуры.

1 — полиформальдегид, $B=8{,}1\times10^9$ 1/с, $E/R=16\,000$ К; *2* — ПММ, $B=6{,}7\cdot10^8$ 1/с, $E/R=15\,200$ К; *3* — полипропилен, $B=7{,}0\cdot10^{14}$ 1/с, $E/R=27\,500$ К; *4* — полиэтилен, $B=3{,}8\cdot10^{11}$ 1/с, $E/R=24\,000$ К; *5* — ПТФЭ, $B=5{,}0\cdot10^{18}$ 1/с, $E/R=40\,600$ К. G — в кг/(м²·с), T_w — в К.

при $y=0$ и профиль температуры становится S-образным. К сожалению, даже в этом простом случае аналитическое решение не найдено. Расчеты на ЭВМ показали, что профиль температуры в глубине материала имеет такой же вид, как и в случае, когда на полимер воздействует конвективный поток (рис. 6-5). Это отражает тот факт, что на большом

расстоянии от поверхности излучение практически поглощается. Так, до глубины $y=3\delta_R$ доходит лишь 5% излучения. С другой стороны, как показал анализ численных решений, глубина прогрева складывается из двух составляющих: обычной глубины прогрева $\delta_T=a/v_\infty$, связанной с распространением тепла за счет теплопроводности, и глубины прогрева за счет поглощения излучения, имеющей порядок δ_R.

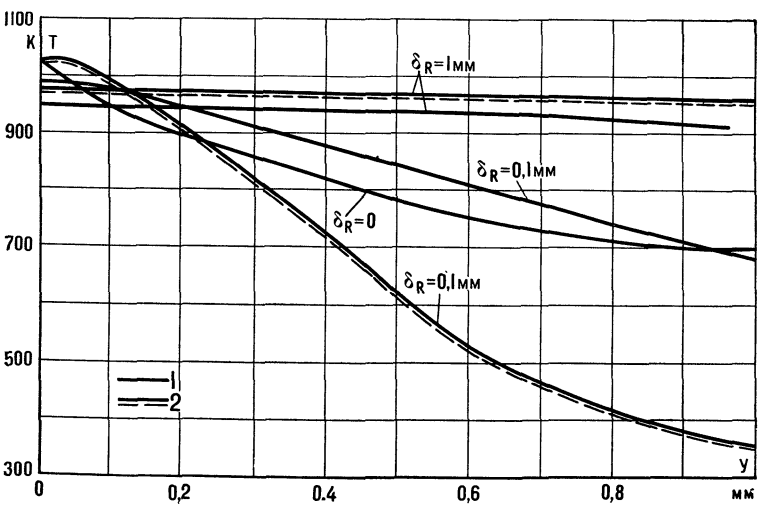
Таким образом, внутри материала существуют две основные зоны.

Первая зона, прилегающая к поверхности толщиной порядка δ_R, где в основном поглощается излучение, но температура меняется слабо в силу того, что подводимый радиационный тепловой поток поглощается при деструкции полимера. Поэтому вклад теплоемкости в тепловой баланс сравнительно невелик. Аналогично из-за малости dT/dy перенос тепла за счет теплопроводности играет второстепенную роль. Поэтому приближенно можно записать следующее соотношение:

$$B\rho\Delta Q_{\text{субл}} \exp(-E/RT) = \frac{q_{R_0}}{\delta_R} \exp(-y/\delta_R). \qquad (6\text{-}17)$$

Рис. 6-5. Профили температуры при воздействии радиационного потока на термопластичный полимер.

1 — q_R =420 кВт/м²; *2* — q_R =1600 кВт/м².



Так как температура T в зоне *3* (рис. 6-2) близка к температуре поверхности T_w, то получаем приближенную формулу для случая воздействия только радиационного потока:

$$T_w = (E/R)/\ln[\rho\Delta Q_{\text{субл}}\delta_R B/q_{R_0}]. \qquad (6\text{-}18)$$

Сравнение расчетов по приближенной формуле (6-18) с точным решением, полученным численным методом, показывает их хорошее совпадение. Это означает, что допущения, сделанные при выводе этой формулы, правильно отражают основные физические процессы, происходящие в зоне, прилегающей к поверхности, при уносе под действием радиационного потока.

Вторая зона лежит глубже первой. В ней основными процессами являются: перенос тепла за счет теплопроводности и поглощение тепла за счет теплоемкости. Профиль температуры имеет вид экспоненты (см. гл. 3). После расчета по уравнению (6-18) температуры поверхности T_w нетрудно определить и скорость уноса массы материала. Интегральное уравнение для скорости уноса описывает баланс подводимой и поглощаемой энергии и имеет вид:

$$q_{R_0} = G_\Sigma \left[\Delta Q_{\text{субл}} + c_S (T_w - T_0)\right].$$

Термопластичные полимеры по сравнению с другими материалами обладают сравнительно низким значением коэффициента температуропроводности $a = \lambda/c\rho$, а следовательно, и небольшой глубиной прогрева. В гл. 3 была дана формула для оценки времени достижения квазистационарной (постоянной) скорости поверхностного разрушения при воздействиях постоянного конвективного теплового потока. В первом приближении это время равно $\tau_V \approx a/v_\infty^2$. Применительно к некоторым заданным значениям скорости разрушения v_∞ и коэффициенту температуропроводности a политетрафторэтилена в табл. 6-4 приведены значения времени установления квазистационарной скорости разрушения.

Таблица 6-4. **Зависимость времени установления квазистационарного режима разрушения от скорости уноса массы для политетрафторэтилена**

v_∞	0,01 мм/с	0,1 мм/с	1 мм/с	10 мм/с
τ_V	1000 с	10 с	0,1 с	0,001 с

В тех условиях теплового нагружения, в которых обычно используют термопластичные теплозащитные покрытия, скорость их поверхностного разрушения редко снижается менее 1 мм/с. Отсюда следует, что режим такого разрушения весьма близок к квазистационарному.

Процесс распространения тепла в материале можно считать одномерным, если внутри полимера передачей тепла вдоль поверхности можно пренебречь по сравнению с переносом тепла по нормали к ней, т. е. в случае, если

$$|\partial T/\partial y| \gg |\partial T/\partial x|. \qquad (6\text{-}19)$$

Так как вблизи поверхности при конвективном тепловом воздействии $\left|\frac{\partial T}{\partial y}\right| \sim \frac{q_w}{\lambda}$, а

$$\frac{\partial T}{\partial x} \sim \frac{\partial T_w}{\partial x} = \left(\frac{dT_w}{dG}\,\frac{dG}{dx}\right) = \frac{dT_w}{dG}\,\frac{1}{H^*}\,\frac{dq_w}{dx},$$

то условие (6-19) перепишется

$$\frac{\lambda}{H^*}\,\frac{dT_w}{dG}\,\frac{dq_w}{dx}\,\frac{1}{q_w} \ll 1.$$

Как следует из рис. 6-4, T_w мало зависит от скорости уноса массы G_Σ:

$$\frac{dT_w}{dG} = \left(\frac{dG}{dT_w}\right)^{-1} \sim G^{-1}\left[\frac{d(\ln G)}{dT_w}\right]^{-1} \sim G^{-1}\,20.$$

С учетом приведенных в табл. 6-3 данных по теплофизическим свойствам термопластов можно показать, что

$$\xi\,\frac{1}{G}\,\frac{d(\ln q_w)}{dx} \ll 1, \text{ где } \xi = \frac{\lambda}{H^*}\left(\frac{dG}{dT_w}\right)^{-1} \approx 10^{-6}.$$

Если величина теплового потока, подводимого к проницаемой поверхности (на участке длиной в 1 см) меняется в 10 раз, то $d(\ln q_w)/dx \sim$ $\sim 2{,}5 \cdot 10^2$ и для реализации одномерного процесса скорость уноса должна быть выше 0,0005 мм/с, т. е. может быть очень мала.

6-4. Поведение продуктов разложения и скорость разрушения термопластичных материалов

Газообразные продукты, которые получаются при разложении полимеров, являются довольно сложными органическими соединениями. Это, например, парафины в случае полиэтилена, тетрафторэтилен C_2F_4 и другие вещества (табл. 6-5) в случае ПТФЭ, метилметакрилат в случае ПММ. Характерным для этих соединений являются большое содержание углерода, а также малая термическая стойкость.

Попадая в пограничный слой, эти продукты двигаются от стенки со скоростью v, которую можно определить по условию неразрывности:

$$v = v_\infty \frac{\rho_g}{\rho_S} \sim 10^3 v_\infty.$$

Так как концентрация этих продуктов во внешнем потоке равна 0, существует диффузионный поток от стенки, равный βc_w. При этом продукты попадают в область пограничного слоя, где температура существенно выше, чем на разрушающейся поверхности. В окрестности точки торможения максимальная температура внутри пограничного слоя близка к температуре торможения, т. е. может составлять несколько тысяч

градусов. При такой температуре сложные органические соединения распадаются практически мгновенно.

Таблица 6-5. **Состав летучих продуктов пиролиза при нагреве политетрафторэтилена в вакууме (в массовых %)** [Л. 6-16]

Компоненты	Температура пиролиза, К					
	770		1070		1470	
	№ опыта					
	1	2	3	4	5	6
HF	0	0	0	0,2	0,2	0,5
CF_4	1,5	1,2	1,6	1,8	1,7	2,6
C_2F_4	94,8	95,1	92,5	89,7	81,0	75,2
C_3F_6	3,7	3,7	5,9	6,5	5,3	5,8
Другие пары	0	0	0	1,8	11,8	15,9
Итого	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0

Произведем оценку характерного времени распада, используя для этого закон Аррениуса. Согласно этому закону концентрация неразложившегося реагента в случае реакции термической диссоциации (1-го порядка) описывается уравнением:

$$-\frac{d\rho}{d\tau} = \rho B \exp(-E/RT).$$

Предэкспонентный множитель для реакции разложения имеет порядок $B = 10^{13}$ 1/с. Энергия активации реакции E не превышает энергию разрыва связей С—О и С—Н, т. е. не превышает 200—400 кДж/моль. Характерное время реакции разложения может быть подсчитано по формуле:

$$\tau = \frac{1}{B \exp(-E/RT)}.$$

При $E = 200 \div 400$ кДж/моль τ равно соответственно 10^{-7} и 10^{-3} с.

С другой стороны, нетрудно оценить время, в течение которого продукты находятся в пограничном слое. В окрестности точки торможения (при достаточно большой скорости вдува) в пограничном слое профиль температуры $T(y)$ близок к экспоненциальному

$$\ln \frac{T(y_1) - T_w}{T(y_2) - T_w} = \frac{v\rho_g c_g}{\lambda_g} = \frac{v}{a_g}.$$

По определению

$$\tau = \frac{y_1 - y_2}{v},$$

где τ — время, в течение которого продукты разложения находятся в интервале температур $T_2 < T < T_1$, а y — расстояние от разрушающейся поверхности.

Для оценки примем

$a_g = 10^{-3}$ м^2/с; $v = 1$ м/с; $T_w = 1000$ К;

$T_1 = 1800$ К; $T_2 = 2200$ К,

и получим $\tau \sim 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ с.

Таким образом, время пребывания в пограничном слое при температуре, близкой к 2000 К, соизмеримо с характерным временем разложения органических продуктов и распад этих продуктов оказывается весьма вероятным. Эти процессы являются экзотермическими, т. е. протекают с выделением тепла. При распаде этилена при температуре 1770 К согласно реакции

$$1/2C_2H_4 \rightarrow C_{тв} + H_2$$

выделяется 1600 кДж/кг; при аналогичном распаде тетрафторэтилена при температуре 1300 К

$$C_2F_4 \rightarrow CF_4 + C_{тв}$$

выделяется 2500 кДж/кг. Тепловые эффекты этих реакций сравнимы с энергией, необходимой для превращения полимеров в газообразные продукты, но следует лишний раз подчеркнуть, что происходят реакции не на поверхности, а в газовом слое. В то же время расчеты теплопередачи в пограничном слое с учетом процессов разложения полимеров достаточно сложны и до сих пор не выполнены.

Рассмотрим теперь процесс разложения с точки зрения термодинамики. На рис. 6-6 (*а*, *б*) показано, на какие продукты распались бы политетрафторэтилен и полиэтилен в случае, если бы установилось полное термохимическое равновесие. При расчете учитывался только элементарный состав полимеров. Видно, что в случае достижения равновесия полимеры распадаются на простейшие соединения, причем характерным является выпадение твердого углерода (сажи). Как уже говорилось выше, при 2000 К распад происходит за 10^{-3} с, однако при 1000 К тот же процесс требует 10^9 с или 40 лет. В этом случае говорят, что реакция распада «заморожена».

Однако могут рассматриваться другие реакции, например реакции полимеризации. В работе [Л. 6-11] рассмотрен случай, когда газообразный мономер C_2F_4, являющийся продуктом разложения ПТФЭ, находится в равновесии с соединениями типа C_3F_4, C_4F_8,..., $(CF_2)_n$, при этом реакции распада C_2F_4 на более простые продукты заморожены. В этом случае молекулярная масса получающейся смеси продуктов разложения выше, чем молекулярная масса мономера $M = 100$:

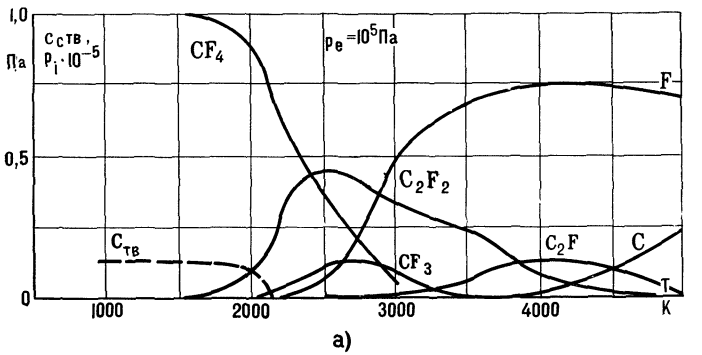
$$M_V = 50\left(2 + \frac{p_e}{2} + \sqrt{p_e + p_e^2/4}\right), \text{ г/моль}, \qquad (6\text{-}20)$$

где p_e — в Па $\cdot 10^5$.

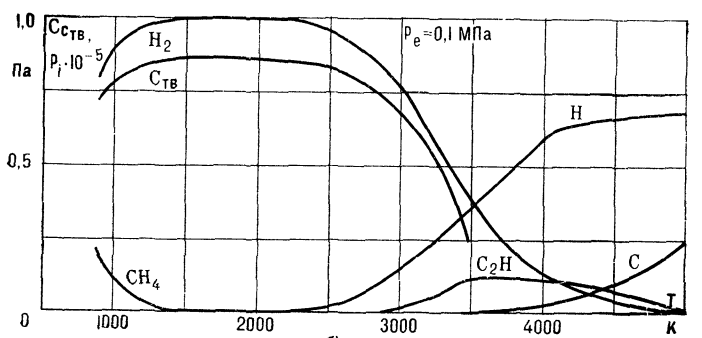
На рис. 6-7 показана зависимость M_V от p_e, рассчитанная по формуле (6-20). Видно, что средняя молекулярная масса продуктов деструкции политетрафторэтилена во всем рассмотренном диапазоне давлений p_e превышает 100 и быстро возрастает с увеличением давления. В области пониженного давления приведены данные Грасси, которые качественно согласуются с зависимостью (6-20).

Рис. 6-6. Химический состав продуктов разложения ПТФЭ-4 (*а*) и полиэтилена (*б*) в случае термохимического равновесия.

p_i — парциальное давление компонент; $c_{C_{тв}}$ — выделение углерода в твердой фазе.



а)



б)

Важной характеристикой является H^* — полная теплота разложения ПТФЭ, т. е. количество тепла, необходимого для разложения и нагрева до температуры поверхности единичной массы материала:

$$H^* = c_S (T_w - T_0) + \Delta Q_{субл},$$

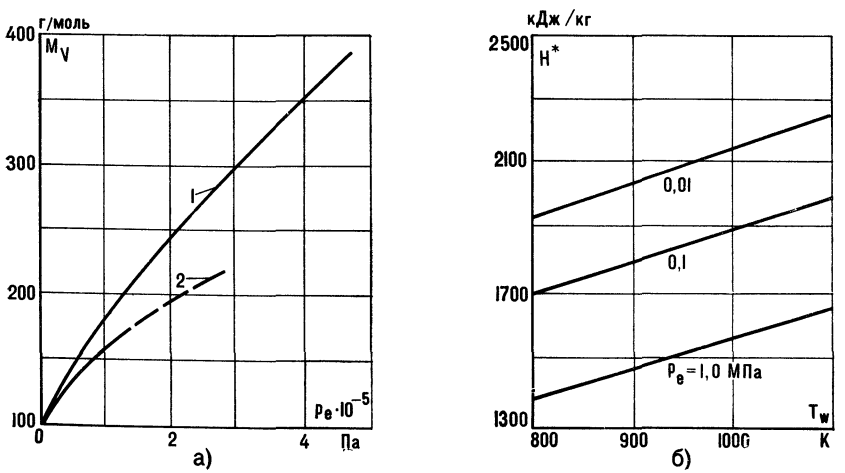
где $\Delta Q_{\text{субл}}$ — скрытая теплота фазового превращения (сублимации). Величина H^* определяется не только температурой поверхности T_w, но и энергией, которая затрачивается на разрыв связей полимерной цепи. Поскольку деструкция — результат разрыва однотипных связей, то теплота деструкции $\Delta Q_{\text{субл}}$ тем больше, чем короче осколки. Изменение этой величины можно учесть через измерение средней молекулярной массы газообразных продуктов, которая зависит от условий разложения.

Для расчета H^* используем метод метильных замещений, применяемый в физической химии органических веществ:

$$H^* = 858 + 418\left(T_w \cdot 10^{-3}\right) + 54\left(T_w \cdot 10^{-3}\right)^2 + 7{,}4\left(T_w \cdot 10^{-3}\right)^3 + \\ + \frac{75{,}6 + 6{,}75\left(T_w \cdot 10^{-3}\right) + 16{,}5\left(T_w \cdot 10^{-3}\right)^2}{M_V}, \text{ кДж/кг.} \qquad (6\text{-}21)$$

Рис. 6-7. Зависимость (*а*) средней молекулярной массы M_V и (*б*) полной теплоты разложения H^* от давления торможения p_e и температуры T_w для политетрафторэтилена.

1 — расчетная кривая; *2* — данные Грасси [Л. 6-15].



На рис. 6-7, *б* представлены зависимости полной теплоты разложения политетрафторэтилена от температуры поверхности при различных давлениях заторможенного потока. Из этих соотношений следует, что теплота сублимации не остается постоянной, а зависит от давления и температуры поверхности.

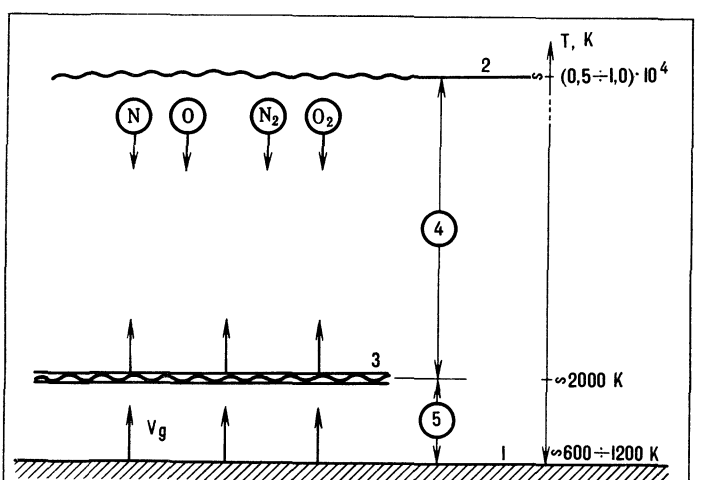
Все сказанное выше относилось к случаю отсутствия химического взаимодействия уносимого полимера с набегающим потоком газа. Подобная ситуация имеет место, если внешний поток образован инертным газом или же в результате сильного вдува содержащийся во внешнем потоке кислород оттесняется от стенки и концентрация вдуваемых продуктов разложения близка к единице.

В этом случае внутри пограничного слоя можно различить по меньшей мере две зоны (рис. 6-8): зона *5*, прилегающая к поверхности полимера, где состав вдуваемых продуктов близок к составу непосредственно на разрушаемой поверхности. Полное термохимическое равновесие в этой зоне не достигнуто, а реакция распада на простейшие продукты с выделением твердого углерода (сажи) заморожена.

Термохимическое равновесие достигается в зоне *4*. Эта зона граничит с зоной *5*. Их разделяет узкая область типа фронта горения, где происходит распад сложных органических продуктов, образовавшихся при деструкции полимера. Как показано выше, для такого распада ха-

Рис. 6-8. Схема вдува продуктов разложения в пограничный слой.

1 — поверхность полимера; *2* — внешняя граница пограничного слоя; *3* — зона разложения; *4* — зона равновесия; *5* — зона замороженных реакций.



рактерна температура около 2000 К, поэтому границей между зоной *4* и *5* является область изотермы с температурой, близкой к 2000 К.

Рассмотрим теперь влияние горения на скорость уноса. В силу аналогии между процессами тепло- и массопереноса для воздуха в первом приближении можно считать, что величины коэффициентов тепло- и мас-

сообмена равны между собой ($\alpha/c_p=\beta$) и характер их зависимости от вдува один и тот же. Тогда поток кислорода G_0 к поверхности за счет диффузии равен:

$$G_O=\beta\,(c_{O,e}-c_{O,w}).$$

Аналогично для потока тепла имеем:

$$q_w=(\alpha/c_p)_w\,(I_e-I_w).$$

Как показано в гл. 4, при умеренных вдувах

$$q_w/q_0=1-\gamma G_w/(\alpha/c_p)_0=1-\gamma\bar{G}_w,$$

где γ — коэффициент вдува, а q_0 — тепловой поток в отсутствие вдува.

Предположим теперь, что весь подходящий к поверхности разрушения диффузионный поток кислорода G_O полностью взаимодействует с продуктами разложения термопласта. Тогда тепловой поток по направлению к телу будет увеличен по сравнению со случаем вдува «инертных» продуктов разрушения: $q_\Sigma=q_w+G_O\,\Delta Q_{гор}$, причем $\Delta Q_{гор}$ — тепловой эффект реакции горения полимера, отнесенный на единицу массы участвующего в реакции кислорода G_O. При квазистационарном разрушении суммарный тепловой поток q_Σ прямо пропорционален скорости уноса массы: $G_w=q_\Sigma/H^*$.

Считая, что при горении $c_{Ow}=0$ (количества поступающего к поверхности кислорода не хватает для сгорания всего полимера), получаем формулу для массовой скорости уноса в следующем виде:

$$G_w=q_w\left(\frac{H^*}{1+\dfrac{c_{O,e}\,\Delta Q_{гор}}{I_e-I_w}}\right)^{-1}. \tag{6-22}$$

При достаточно высокой энтальпии торможения внешнего потока удовлетворяется условие

$$c_{O,e}\,\Delta Q_{гор}\ll I_e-I_w \tag{6-23}$$

и влиянием горения продуктов разложения в пограничном слое можно пренебречь. Для воздуха $c_{Oe}=0{,}21$; характерные величины $\Delta Q_{гор}$ приведены в табл. 6-3. В итоге получаем, что неравенство (6-23) хорошо выполняется при скоростях полета, равных и больших первой космической, когда $I_e-I_w>10\,000$ кДж/кг.

Следует отметить, что из-за малой степени черноты и низкой температуры поверхности термопластов (для ПТФЭ характерны $\varepsilon=0{,}1\div0{,}2$, $T_w\approx1000$ К) потери излучением $q_R=\varepsilon\sigma T_w^4$ с разрушающейся поверхности пренебрежимо малы.

Для других термопластичных материалов температура разрушающейся поверхности обычно еще ниже. Так для органического стекла (ПММА) она составляет около 750 К, поэтому радиационный отвод тепла с поверхности составляет ничтожную часть в тепловом балансе.

Разделив уравнение (6-22) на коэффициент теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, можно получить выражение для безразмерной скорости уноса термопластов:

$$\bar{G}_w = \frac{1}{\dfrac{H^*}{I_e + c_{O,e}\Delta Q_{\text{гор}} - I_w} + \gamma}. \qquad (6\text{-}24)$$

В заключение данного параграфа рассмотрим общий графический способ определения скорости разрушения термопластичных полимеров. Для этого достаточно иметь универсальную зависимость $q_w/q_0 = f(\gamma \bar{G}_w)$ (см. гл. 4).

Величина H^* для термопластичных полимеров мало зависит от скорости уноса и в первом приближении может быть принята постоянной. Тогда, поделив обе части равенства $q_w = G_w H^*$ на q_0 и проведя соответствующие преобразования, получим, что

$$q_w/q_0 = \gamma \bar{G}_w \frac{H^*}{(I_e - I_w)\gamma}. \qquad (6\text{-}25)$$

Безразмерная скорость уноса массы определяется из абсциссы точки пересечения кривой (по уравнению 6-25) с универсальной кривой (рис. 6-9).

Одновременно ордината точки пересечения определяет величину снижения теплового потока за счет вдува q_w/q_0, соответствующую реальной скорости уноса. Как видно из рисунка, характерным параметром, определяющим $\bar{G}_w$ и q_w/q_0, является $H^*/\gamma\ (I_e - I_w)$.

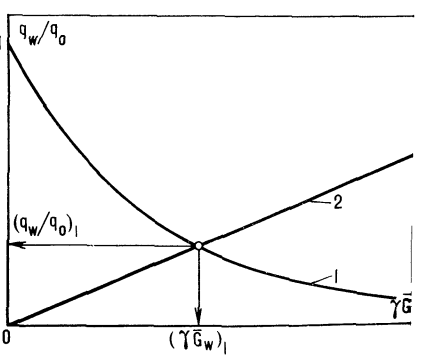


Рис. 6-9. Диаграмма для определения скорости разрушения полимеров при нелинейной зависимости теплового потока от вдува.

1 — $\frac{q_w}{q_0} = f(\gamma, \bar{G}_w)$; *2* — $\frac{q_w}{q_0}$ — рассчитанная по уравнению (6-25).

Если требуется получить уточненное значение $\bar{G}_w$, процесс расчета можно повторить, внеся в величину H^* поправку, учитывающую скорость разрушения G_w, которая была определена в первом приближении. Очевидно, величина этой поправки тем меньше, чем больше скорость уноса массы $\bar{G}_w$, поскольку зависимость температуры поверхности от скорости $\bar{G}_w$ имеет экспоненциальный вид.

Рис. 6-10. Зависимость безразмерной скорости уноса массы ПТФЭ $\bar{G}_w$ в воздушном потоке от энтальпии и давления торможения набегающего потока в окрестности точки торможения.

Рис. 6-11. Зависимость безразмерной скорости уноса массы от рода газа и энтальпии набегающего потока.
а — для ПТФЭ; *б* — для ПММ.

Рис. 6-12. Зависимость эффективной энтальпии материалов от энтальпии торможения I_e воздуха.
1 — ПТФЭ с молекулярной массой паров M_V=200; *2* — ПЭ с M_V=692; *3* — стеклопластик.

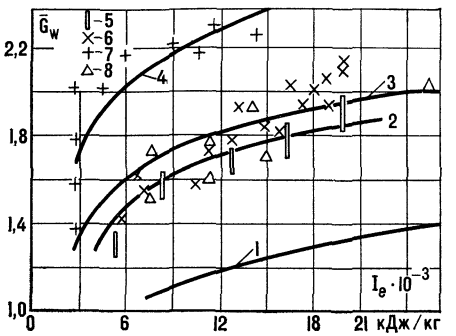
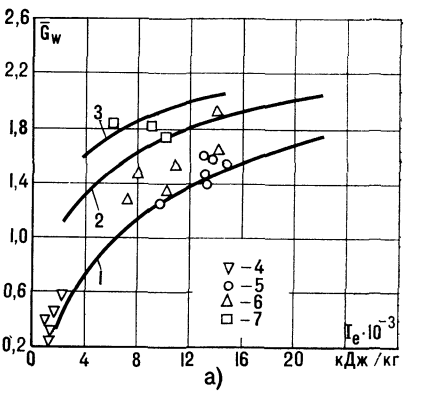


Рис. 6-10



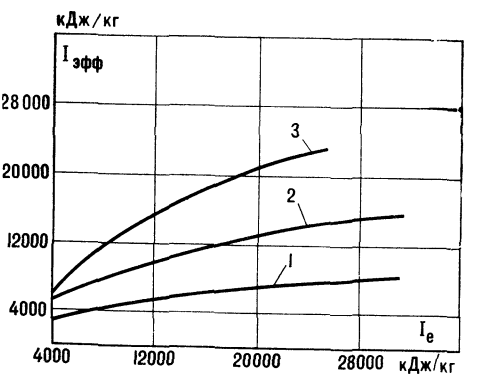


Рис. 6-12

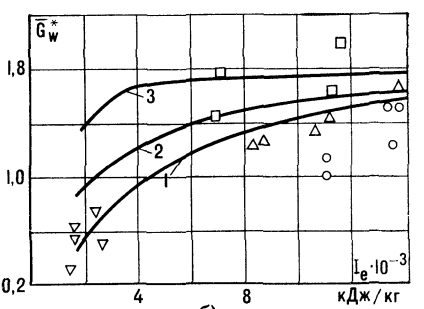


Рис. 6-11

Рассмотрим, какое влияние оказывает давление заторможенного потока на процесс разрушения ПТФЭ в воздушной среде. Из рис. 6-10 видно, что с увеличением давления p_e безразмерная скорость уноса массы $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$ сильно растет. Объясняется это, с одной стороны, тем, что при увеличении давления увеличивается коэффициент теплооб-

мена $(\alpha/c_p)_0$ и, с другой стороны, тем, что с ростом p_e макромолекула ПТФЭ распадается на осколки с большей молекулярной массой (рис. 6-8, *а*), что снижает эффективность вдува и приводит к росту $\bar{G}_w$. Согласование расчетных и экспериментальных данных на рис. 6-10 хорошее. Расчет по формуле (6-24): *1* — $p_e=3\cdot10^3$; *2* — 10^4; *3* — 10^5; *4* — $6\cdot10^5$ Па. Экспериментальные данные: *5* — $p_e\approx10^4$ Па; *6* — $p_e\sim10^3$ Па [Л. 6-11]; *7* — $p\sim6\cdot10^5$ Па [Л. 6-8]; *8* — $p_e\sim10^5$ Па [Л. 6-11].

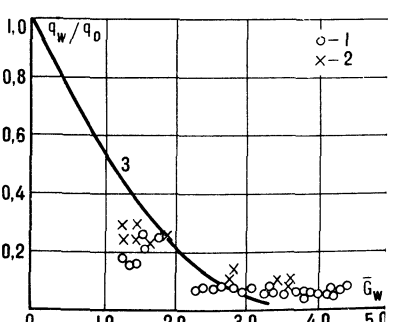
На рис. 6-11 приведены результаты расчета и экспериментального исследования разрушения ПТФЭ и ПММ в инертной среде ($\Delta Q_{\text{гор}}=0$), воздухе и кислороде. Расчетные кривые по формуле (6-24): *1* — инертная среда; *2* — воздух; *3* — кислород; $p_e=0{,}1$ МПа. Экспериментальные данные: *4* — аргон; *5* — азот; *6* — воздух; *7* — кислород, $p_e\approx0{,}1$ МПа. Из рисунка следует, что унос массы термопластичных материалов возрастает с увеличением энтальпии набегающего потока и зависит от содержания окислителя в потоке.

Следующие два рисунка призваны иллюстрировать тепловую эффективность конкретных используемых термопластов. На рис. 6-12 представлены значения эффективной энтальпии $I_{\text{эфф}}=(\alpha/c_p)_0(I_e-I_w)/C_u$ ПТФЭ с молекулярной массой паров $M_V=200$ и $M_V=692$ и стеклопластика в функции от энтальпии торможения I_e внешнего потока.

На рис. 6-13 приведены экспериментальные зависимости, показывающие влияние вдува продуктов деструкции ПТФЭ в пограничный слой на теплообмен в окрестности точки торможения. Величина теплового потока к проницаемой поверхности определялась из выражения $q_w=G_wH^*$.

Рис. 6-13. Влияние вдува в пограничный слой продуктов деструкции ПТФЭ на теплообмен в окрестности точки торможения

1 — азот; *2* — воздух; *3* — расчетная кривая [Л. 6-11] для $M_e/M_V=29/100$.



Обращает на себя внимание факт почти полного отсутствия по экспериментальным данным снижения теплового потока к разрушающейся поверхности в диапазоне скоростей $\bar{G}_w$ от 2 до 4,5. При этом систематически данные для воздуха оказываются выше, чем для азота. Последнее, вероятно, может быть связано с тепловым эффектом горения продуктов разложения полимера, поскольку молекулярные массы воздуха и азота настолько близки друг с другом, что это не могло явиться причиной расслоения экспериментальных данных. В качестве гипотезы, объясняющей аномальное поведение эффекта вдува при больших скоростях разрушения, иногда указывают на возможность излучения продуктов деструкции в направлении поверхности образца.

6-5. Механизм разрушения термореактивных полимеров (смол)

Термореактивные смолы обладают сетчатой структурой. Такие смолы разлагаются, образуя, как правило, коксовый (углеродистый) остаток; при этом разложение протекает без предварительного перехода в вязкотекучее состояние, т. е. жидкая фаза при этом отсутствует.

Характерной особенностью термореактивных смол является протекание химических реакций (деструкции) в глубине материала. В результате реакций образуются газообразные продукты и твердый остаток — кокс. Разложение смолы обычно является эндотермическим процессом и протекает в некотором диапазоне температур. Так, например, деструкция фенолформальдегидных смол согласно оценкам различных исследователей протекает в интервале температур 500—800 К. Следует заметить, что температура деструкции зависит от выбранного в качестве отвердителя смолы материала.

Важной характеристикой при термическом разложении смол является коксовое число K, которое определяется конечной плотностью твердого остатка ρ_c и начальной плотностью смолы ρ_0, $K=\rho_c/\rho_0$. Этот параметр определяет соотношение масс газообразных и твердых продуктов деструкции смолы при ее полном разложении. Для фенольной смолы $K\approx 0{,}5\div 0{,}6$, для эпоксидной смолы он значительно меньше — $K\approx 0{,}2$.

Обстоятельное исследование разложения фенольной смолы проведено в работе [Л. 6-7]. Показано, что при нагреве смолы до 1370 К происходит ее полное разложение на газообразные и твердые продукты. При этом часть углерода (относительно стехиометрического содержания) также переходит в газообразное состояние. Примерный состав продуктов деструкции смолы: 54% кокса, 27% H_2, 6% CO, 6% паров воды и 7% прочие газы.

При термическом разложении термореактивных смол ни при каких давлениях не достигается термодинамическое равновесие на границе раздела продукты деструкции — исходное твердое вещество. Скорость протекания химических реакций при деструкции смолы описывается кинетическим уравнением разложения типа уравнения (6-10).

Поскольку в зоне деструкции протекает несколько химических реакций, то в расчетах должны использоваться эффективные значения кинетических констант.

Термореактивные смолы в чистом виде не применяются в качестве теплозащитных материалов, их используют как связующее вещество в армированных композиционных материалах, поскольку образующийся при разложении смол углерод упрочняет слой из неорганического термостойкого наполнителя и создает благоприятные условия для эффективной реализации его теплоты разрушения.

Увеличение коксового числа K приводит к уменьшению скорости выхода газообразных продуктов из зоны деструкции G_g и упрочнению слоя кокса. Теплозащитные свойства материалов на основе термореактивных смол будут описаны более подробно в гл. 9.

Глава седьмая

ХИМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАТЕРИАЛА С НАБЕГАЮЩИМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

Три режима окисления высокотемпературных материалов

Тугоплавкие металлы, а также графит весьма успешно противостоят как тепловому, так и механическому воздействию высокотемпературного газового потока, однако быстро разрушаются при окислении. К числу тугоплавких относят двенадцать металлов, температура плавления которых превышает температуру плавления хрома (2150 К). Некоторые из них вполне доступны (вольфрам, молибден, ниобий), другие относятся к числу редких. В приложении даны некоторые теплофизические свойства этих металлов. В первом приближении можно считать, что прочность металлов при высоких температурах тем больше, чем выше их температура плавления. Однако свои прочностные свойства металлы быстро теряют при нагреве.

На рис. 7-1 представлены сравнительные данные по прочности вольфрама, окислов и графита. Видно, что прочность графита растет с температурой и при $T=2500$ К она почти вдвое превышает соответствующее значение при стандартной температуре. Напротив, у металла и высокотемпературных окислов наблюдается характерное падение прочности с ростом температуры.

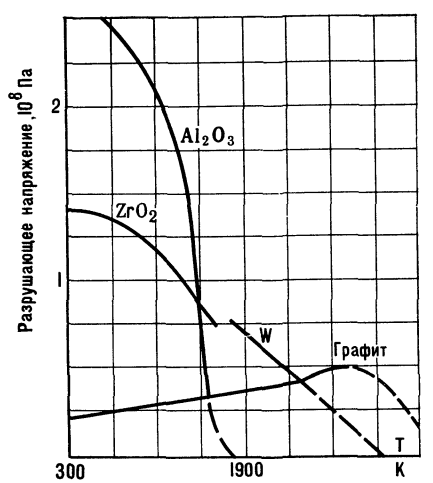
За исключением некоторых металлов платиновой группы, хром является единственным тугоплавким металлом с высоким сопротивлением окислению. Подавляющее большинство других тугоплавких металлов интенсивно окисляется при температурах выше 900 К. Особенностью этого процесса является образование на окисляемой поверхности легкоплавких или летучих окислов (табл. 7-1).

В тех случаях, когда пленки окислов остаются в твердом состоянии при температуре реакции, они часто растрескиваются и отслаиваются за счет большего удельного объема по сравнению с удельным объемом основного металла. Из всех используемых на практике металлов исключение составляют хром и алюминий, на поверхности которых образуется прочная пленка окислов, предотвращающая окисление основного металла.

Для уменьшения скорости окисления высокотемпературных металлов в них вводят различные легирующие добавки. Этим объясняется положительное влияние присадок циркония и титана на ряд тугоплавких металлов. Также успешным оказалось легирование сплавов на ниобиево-титановой основе алюминием, кремнием и хромом. Выше 1500 К легированные металлы практически неработоспособны.

В итоге единственной возможностью использования тугоплавких металлов при температурах выше 1500 К пока считается их применение с нанесенными специальными защитными покрытиями. Особенно успешно развивались работы по защите от окисления молибдена в связи с задачей использования его для деталей газовых турбин. Лучшими свойствами обладают различные покрытия на основе дисилицида молибдена, которые наносятся на металл осаждением из газовой фазы. Основным недостатком этого типа защиты является хрупкость покрытия на основе дисилицида молибдена и обусловленная ею низкая его эксплуатационная надежность.

Рис. 7-1. Зависимость разрывной прочности материалов от температуры.



Для любого исходного однородного вещества, помещенного в высокотемпературный поток химически активного газа, удается выделить три режима разрушения в зависимости от температуры поверхности T_w. Проследим их на примере графита. Графит является наиболее удобным эталоном химически активного материала, поскольку при его взаимодействии с кислородом и другими газами не образуется соединений в конденсированной фазе, и поэтому нет необходимости исследовать механизм их уноса с окисляемой поверхности. Кроме того графит является одним из наиболее перспективных теплозащитных материалов и исследования его представляют практический интерес.

Критической температурой окисления углерода называется такая температура, при которой он теряет 1% своей массы за 24 ч. В зависи-

мости от чистоты исходного материала и технологии его изготовления эта температура для графита составляет 800—840 К. Водяной пар и двуокись углерода также вступают во взаимодействие с углеродом В паровой атмосфере критическая температура стандартного промышленного графита равна примерно 1000 К, а в атмосфере двуокиси углерода — порядка 1200 К. Метод изготовления, размер частиц и пористость графита оказывают известное влияние на скорость окисления при низких температурах, однако с ростом температуры это влияние обычно ослабевает (вплоть до режима сублимации).

Таблица 7-1. **Параметры окисления различных материалов** [Л. 5-5]

Материал	Формула окисла	Экзотермическая теплота образования окисла на 1 кг O_2, кДж/кг	Температура плавления, К		Отношение удельных объемов окисла и материала
			материала	окисла	
Вольфрам	WO_2	17500	3750	1500	3,35
Тантал	Ta_2O_5	25000	3250	2100	2,54
Молибден	MoO_2	18500	2880	1050	3,24
Ниобий	NbO	35000	2700	1770	2,69
Цирконий	ZrO_2	—	2100	2985	1,56
Алюминий	Al_2O_3	—	930	2300	1,49
Хром	—	—	2150	2700	2,07
Кремний	SiO_2	—	1700	1713	2,21
Углерод	CO_2	12200	5100	Газ	—

Имеющиеся в литературе данные свидетельствуют о том, что реакция между графитом и кислородом является гетерогенной. Это значит что углерод соединяется с кислородом воздуха непосредственно в твердой фазе, минуя этап сублимации. Химическая реакция между графитом и кислородом протекает в несколько этапов. Сначала атомы и молекулы кислорода диффундируют через пограничный слой к поверхности графита и адсорбируются поверхностью. Затем происходит собственно химическая реакция между углеродом и кислородом. Следующий этап — десорбция продуктов реакции с поверхности и, наконец, диффузия этих продуктов через пограничный слой. Скорость реакции в целом определяется скоростью самого медленного из элементарных процессов.

При низких температурах поверхности таким определяющим процесс является химическая реакция между кислородом и углеродом на поверхности. Этот начальный режим окисления называется кинетическим и описывается с помощью степенного закона Аррениуса:

$$G_w^{(R)} = B\left(p_{O_2}\right)_w^n \exp\left(-\frac{E}{RT_w}\right). \qquad (7\text{-}1$$

По данным разных авторов для различных марок графита порядок реакции n изменяется от нуля до единицы, энергия активации — от 33,5 до 250 кДж/моль, а предэкспонентный множитель B отличается на несколько порядков. Однако для наиболее плотных промышленных графитов, используемых в тепловой защите, можно принять $n=0{,}5$, энергию активации $E=190$ кДж/моль, а множитель B брать в диапазоне от $1\cdot10^7$ до $6\cdot10^2$ кг/(м$^2\cdot$с$\cdot$Па). Столь широкий диапазон располагаемых значений B позволяет описывать все многообразие промышленных марок графита и пирографита. Первое из приведенных значений множителя B соответствует случаю так называемой «быстрой» кинетики, тогда как второе — «медленной».

Уравнение (7-1) показывает, что скорость реакции кинетического окисления графита существенно зависит от концентрации кислорода у поверхности, а следовательно, и давления окружающей среды, поскольку

$$(p_{O_2})_w = (X_{O_2})_w p_e.$$

При малых скоростях горения в воздухе $(X_{O_2})_w = (X_{O_2})_e = 0{,}21$.

Уравнение (7-1) можно переписать, чтобы избавиться от давления p_e:

$$G_w^{(R)}/\sqrt{p_e} = B\,(X_{O_2})_w^{0,5} \exp\left(-\frac{E}{RT_w}\right). \qquad (7\text{-}2)$$

На рис. 7-2 показан характер изменения скорости горения графита в потоке воздуха. Отметим разкое, экспоненциальное увеличение скорости реакции в кинетическом режиме с ростом температуры T_w. Ясно, что при вполне определенном соотношении между скоростью поступления окислителя и собственно скоростью химической реакции на поверхности должен наступить кризис, в результате которого результирующая скорость разрушения уже не будет зависеть от температуры поверхности, а станет лимитироваться скоростью диффузии кислорода в пограничном слое. Этот второй режим окисления носит название диффузионного. В зависимости от давления газа в окружающей среде эта область химического взаимодействия занимает широкий температурный диапазон: температура поверхности составляет от 1000 до 4000 К.

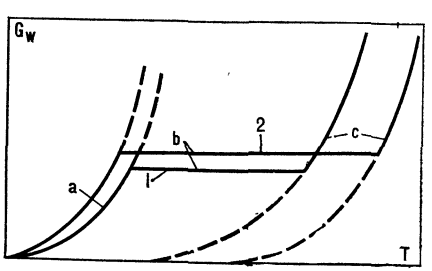


Рис. 7-2. Схема режимов разрушения материала в химически активном газовом потоке (кривая *1* отличается от кривой *2* меньшим давлением p_e).

a — кинетический; *b* — диффузионный; *c* — сублимационный.

Важно отметить, что в отличие от первого режима в данном случае выявляется сильная зависимость скорости разрушения от размеров тела, режима течения в пограничном слое и т. д., т. е. от тех же факторов, которые влияют на коэффициент теплообмена. Если воспользо-

ваться описанной во второй главе аналогией между тепло- и массообменом (диффузией), то подобная картина окажется вполне естественной. Химический состав газа у стенки можно считать равновесным, поскольку поверхности многих материалов, в том числе металлов и графита, обладают каталитическими свойствами по отношению к кислороду. При этом следует четко представлять, что идеальное термодинамическое равновесие у поверхности никогда не достигается, ибо газообразные продукты реакции между графитом и кислородом непрерывно отводятся от поверхности путем диффузии и конвекции через пограничный слой воздуха.

Наиболее сложен для теоретического анализа третий режим окисления графита — сублимационный, который преобладает при высоких температурах поверхности. Так, при давлении $p_e = 10^5$ Па температура поверхности должна превышать 3500 К. Пары графита, которые могут состоять из различных соединений углерода C, C_2, C_3, ..., C_{16}, переходят в пограничный слой, минуя жидкую фазу и лишь после этого вступают в химическое взаимодействие с химически активными компонентами набегающего газового потока.

В случае вещества, пары которого состоят из нескольких газообразных продуктов, как это имеет место у графита, полная скорость испарения определяется как сумма скоростей испарения отдельных компонент, рассчитанных по кинетическому уравнению Кнудсена — Ленгмюра (гл. 6). При этом необходимо знать коэффициенты аккомодации (испарения) для каждой из компонент. Для графита, исходя из имеющихся опытных данных [Л. 7-16], обычно принимают следующие значения: $a_C = 0{,}3$, $a_{C_2} = 0{,}5 \div 1{,}0$; $a_{C_3} = 0{,}02$, а для всех остальных компонент — меньше 10^{-2}. Однако расхождения между данными различных авторов весьма значительны, ниже мы проанализируем влияние этих коэффициентов на скорость сублимации.

Режимам диффузионного окисления и сублимации предшествуют переходные режимы разрушения, где происходит смена одного механизма другим. Кроме того, есть и другие отличия от изложенной выше идеальной схемы разрушения. В частности, химическое взаимодействие может сопровождаться механическим отрывом частиц (эрозией) под действием сдвигающих напряжений газового потока. При разрушении многих металлов на поверхности образуются промежуточные фазы — окислы в расплавленном состоянии, которые, растекаясь по поверхности, частично экранируют ее от окислительного воздействия внешнего потока. Достаточно сложной оказывается и модель химического взаимодействия с газовыми потоками карбидов, нитридов и боридов различных элементов. Тем не менее основные черты этого взаимодействия у большинства материалов достаточно схожи между собой.

Дальнейший анализ химического взаимодействия мы проведем на примере графита. Несмотря на то что он известен очень давно, его широкое промышленное применение в качестве теплозащитного и огнеупорного материала началось лишь в последние годы.

Известны две кристаллические модификации углерода — алмаз и графит, и предполагается существование аморфного углерода, примерами которого считают сажу, древесный и животный уголь. Физические свойства алмаза и графита сильно различаются, что связано с большим различием их кристаллических решеток. Так, алмаз почти в 1,5 раза плотнее, его теплопроводность в 30 раз выше, а теплоемкость в 1,5 раза меньше. Физические свойства аморфного углерода интересны тем, что его теплопроводность в 30 раз меньше, чем у графита, а температура воспламенения в кислороде лишь чуть превышает 600 К, тогда как графит остается инертным до 800 К. Графитизация алмаза и аморфного углерода на воздухе начинается при температурах выше 1300 К. Тройная точка графит — жидкость — пар приходится на давление $1{,}1 \cdot 10^7$ Па и температуру 4200 К.

Выпускаемый промышленностью графит — это разнообразные по структуре кристаллические частицы, скрепленные связующим. Технический графит получают прессованием и сильным нагревом твердых углеродов типа нефтяного кокса, смешанного с каменноугольным пеком или какими-либо другими высокоуглеродными связующими (фенолформальдегидными смолами и др.). Графитизация проводится в электрических печах при температурах от 2800 до 3300 К. Исследования дифракции рентгеновских лучей показывают, что почти все происходящие на этой стадии изменения являются результатом повышения степени упорядоченности кристаллитов, присутствующих в обожженном состоянии, и что увеличения их размеров практически не происходит. В процессе графитизации обожженного изделия из нефтяного кокса удельное сопротивление материала уменьшается в 5 раз, теплопроводность повышается в 25 раз, коэффициент термического расширения уменьшается на 50%.

Особняком стоит пирографит, образующийся при термическом разложении на горячей поверхности (при тщательно контролируемых внешних условиях) газообразного углеводорода — метана CH_4. При обтекании специальной подложки (обычно это тот же промышленный графит) метан разлагается, а газообразный углерод конденсируется на горячей поверхности, имеющей температуру от 2300 до 2600 К. При меньшей температуре реакция идет очень медленно, а при большей преобладает обратный процесс — взаимодействие углерода с водородом и метаном.

Атомы углерода осаждаются на подложку упорядоченным образом, слой на слой, образуя правильную структуру с более высоким, чем у технического графита, отношением прочности к массе. Плоскости отдельных шестиугольных частиц пирографита параллельны поверхности осаждения, но не имеют регулярной структуры. Анализ показал, что пирографит обладает высокоориентированной структурой кристаллов. Хотя технический графит в процессе прессования (трамбовки) также становится анизотропным, отношение числа кристаллов, ориентированных своей главной осью по нормали к поверхности, к ориентированным параллельно ей, у него не превышает 2 : 1, тогда как у пирографита это отношение равно 1000 : 1. Высокая степень структурной анизотропии пи-

рографита находит свое отражение в столь же сильной анизотропии коэффициента теплопроводности (табл. 7-2). Заметим, что при $T=1300$ К графит имеет соответственно $\lambda_{\perp}$ в 150 раз выше, чем пирографит. Плотность пирографита составляет около 2200 кг/м^3. Интересно, что теплоемкость слабо зависит от сорта графита и его ориентации. Существует определенная связь между теплопроводностью и электропроводностью различных сортов графита, значения проводимостей которых отличаются более чем вдвое. При комнатной температуре теплопроводность λ с точностью $\pm 5\%$ может быть вычислена по величине электропроводности σ, которая легко поддается экспериментальному определению. Показано, что в этих условиях справедливо равенство

$\lambda = 0{,}13\sigma$, где λ — в Вт/(м·К), а σ — в Ом/см.

Таблица 7-2. **Теплофизические свойства графита**

T, К	Теплопроводность, Вт/(м·К)		Теплоемкость, кДж/(кг·К)
	по нормали к поверхности $\lambda_{\perp}$	параллельно поверхности $\lambda_{\parallel}$	
	Пирографит, $\rho=2200$ кг/м^3		
500	1,2	350	0,8
1300	0,33	160	2,0
	Обычный технический графит, $\rho=1730$ кг/м^3		
1300	55	35	2,0

Это соотношение отличается от закона Видемана — Франца, описывающего электронную проводимость в металлах. В графите перенос тепловой энергии примерно на 99% происходит за счет колебаний кристаллической решетки, а электронная проводимость мала. Это положение подтверждается также тем, что добавка в графит бора изменяет его электрические свойства в широких пределах без заметного воздействия на теплопроводность.

Пирографит не новая модификация графита (в 1880 г. был выдан патент на его получение), однако только в современной технике он нашел широкое применение. Единственным недостатком пирографита является его большой коэффициент линейного расширения, что приводит при нагреве к разрыву подложки под пирографитовой оболочкой. Для предотвращения этого явления в состав пирографита вводят несколько процентов карбида кремния (однако при этом несколько увеличивается его теплопроводность).

Скорость горения пирографита при взаимодействии с высокотемпературным потоком воздуха меньше, чем у обычных марок графита, поч-

ти в 10^4 раз, т. е. в данном случае мы имеем дело с так называемой «медленной» кинетикой процесса. Это, вероятно, связано с высокой плотностью поверхности пирографита, существенно уменьшающей площадь реакции.

7-2. Кинетический и диффузионный режимы окисления

При анализе теплообмена в многокомпонентном ламинарном пограничном слое диссоциированного воздуха на непроницаемой поверхности (гл. 2) было показано, что хорошее совпадение с точным численным расчетом дает модель бинарной смеси. Разрушение теплозащитного материала, в частности графита, существенно усложняет картину течения, поскольку теперь в смеси присутствуют три компоненты или более с отличающимися свойствами, имеющие встречные направления диффузии. Более того, вопрос о замороженности или равновесности физических свойств в потоке также требует дополнительного анализа, поскольку продукты разрушения, проникая в пограничный слой, могут претерпевать многочисленные химические превращения.

При высоких температурах возможны следующие реакции между углеродом и компонентами воздуха (указаны независимые реакции):

$C + O = CO$ (реакция P1); $C + N = CN$ (реакция P3);

$C + O_2 = CO_2$ (реакция P2); $2C + N_2 = C_2N_2$ (реакция P4).

Заметим, что при высоких температурах активной компонентой становится и азот (особенно атомарный).

Кроме выписанных реакций приходится учитывать также взаимодействие между компонентами самого набегающего потока:

$O + O = O_2$ (реакция P5); $O_2 + N_2 = 2NO$ (реакция P7);

$N + N = N_2$ (реакция P6).

И, наконец, необходимо рассмотреть возможность образования паров самого углерода C, C_2, C_3 и т. д. Они могут образовываться как при сублимации поверхности графита, так и в результате диссоциации газообразных продуктов химического взаимодействия графита с кислородом и азотом. Обычно предполагают, что пары образуются только в результате сублимации (учет возможной диссоциации углеродсодержащих компонент в пограничном слое хотя и меняет существенно механизм выноса со стенки атомов и молекул углерода, однако мало влияет на суммарные параметры разрушения). Оценки констант равновесия в законах действующих масс показывают, что при температурах поверхности выше 2000 К и давлении, близком к атмосферному, помимо паров углерода, на стенке могут присутствовать CO, CO_2 и CN, а также четыре компоненты из внешнего потока O, O_2, N, N_2. На внешней границе по-

граничного слоя приходится еще учитывать NO. Итак, пограничный слой в данной задаче должен рассматриваться как многокомпонентный. Обратимся к основным методам ее решения.

Если считать, что скорости химических реакций внутри пограничного слоя равны нулю (замороженное течение), то уравнения ламинарного пограничного слоя [Л. 7-2] в окрестности точки торможения затупленного тела будут иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u r) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r) = 0;$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right);$$

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) - \Sigma \rho c_i c_{pi} V_i \frac{\partial T}{\partial y}; \qquad (7\text{-}3)$$

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y}(\rho c_i V_i), \quad i = 1, 2, \ldots, n.$$

В отличие от более общих уравнений, представленных в гл. 2, данная система уравнений многокомпонентного пограничного слоя не содержит диссипативных членов в уравнении энергии, однако она не связана с ограничениями на бинарность смеси (закон Фика). Все обозначения описаны в гл. 2.

Граничные условия на поверхности тела заранее неизвестны, за исключением того очевидного факта, что продольная составляющая скорости равна нулю:

$$u = 0 \text{ при } y = 0.$$

На внешней границе пограничного слоя

$$u \to u_e = (\partial u_e/\partial x)\, x; \quad T \to T_e; \quad c_i \to c_{i,e},$$

причем концентрации всех компонент, отсутствующих в набегающем потоке, стремятся к нулю по мере приближения к границе пограничного слоя:

$$c_{CO,e} = c_{C,e} = \cdots = 0.$$

Все представленные на стенке и в пограничном слое компоненты содержат три химических элемента: углерод, кислород и азот. Для двух из них можно выписать независимые соотношения для массовых потоков на стенке:

$$\rho \sum_i \varphi_i^{(C)} c_i V_i + G_w \sum_i \varphi_i^{(C)} c_i = G_w \text{ для содержащих } C \text{ компонент}; \qquad (7\text{-}4)$$

$$\rho \sum_i \varphi_i^{(N)} c_i V_i + G_w \sum_i \varphi_i^{(N)} c_i = 0 \text{ для содержащих } N \text{ компонент},$$

причем $\varphi_i^{(C)}$, $\varphi_i^{(N)}$ — массовое содержание данного элемента в i-й компоненте (например, для углерода в CO $\varphi_{CO}^{C} = 12/28$). Остальные граничные условия задаются на основании законов действующих масс для независимых химических реакций:

$$p_O/\sqrt{p_{O_2}} = K_{p5}; \quad p_N/\sqrt{p_{N_2}} = K_{p6}; \quad p_{NO}/\sqrt{p_{O_2} p_{N_2}} = K_{p7}; \quad p_{CO}/(p_C p_O) = K_{p1};$$

$$p_{CO_2}/(p_C p_{O_2}) = K_{p2}; \quad p_{CN}/(p_C p_N) = K_{p3}; \quad p_{C_2N_2}/(p_C^2/p_{N_2}) = K_{p4};$$

$$p_{C_k}/p_C^k = K_{p(6+k)}, \text{ где } k = 2 \div 7, \tag{7-5}$$

а также кривых упругости насыщенных паров углерода

$$p_{C,k}^{н} = f_k(T_w); \; k = 1 \div 7.$$

Кинетика сублимации каждой из компонент $C_к$ описывается уравнением Ленгмюра — Кнудсена:

$$G_k = a_k (p_k^{н} - p_k)/\sqrt{2\pi T_w R/M_k}. \tag{7-6}$$

Полный расход вещества за счет сублимации равен сумме расходов отдельных компонент $G_к$:

$$G_V = \sum_{k=1}^{7} G_k.$$

Здесь p_i — парциальные давления i-тых компонент газовой смеси; c_i — их массовые концентрации; $p_к^{н}$ — давление насыщенного пара k-ой компоненты; K_{p_i} — константы равновесия для реакции (p_i).

Кроме того, записывается баланс энергии на поверхности графита:

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum \rho c_i V_i I_i\right)_w - G_w I_w + G_w I_{S,w} - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} - \varepsilon\sigma T_w^4 = 0, \tag{7-7}$$

индекс $(\;)_w$ соответствует газовой фазе, а $(\;)_1$ — твердой. В режиме квазистационарного разрушения, который будет проанализирован в данной главе, тепловой поток, идущий внутрь графитового тела, может быть выражен через расход массы и энтальпию непрогретого материала $I_{1,0}$:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = G_w (I_{1w} - I_{1,0}). \tag{7-8}$$

Кроме указанных граничных условий, обычно из расчетов химического равновесия следует, что концентрации атомарного азота и окиси азота на поверхности равны нулю: $c_{NO,w} = c_{N,w} = 0$. (7-9)

В диффузионном режиме разрушения также предполагаются равными нулю концентрации атомарного и молекулярного кислорода:

$$c_{O,w} = c_{O_2,w} = 0. \tag{7-10}$$

Записанных выше уравнений (7-3) и граничных условий оказывается достаточно для определения концентраций всех химических компонент, а также скорости уноса массы и температуры разрушающейся поверхности графита.

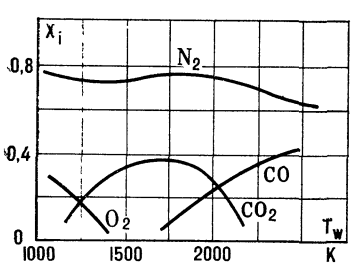
Диффузионные потоки каждой компоненты рассчитываются либо в строгой постановке задачи [Л. 2-9], либо приближенно, причем учитывается, что сумма всех диффузионных потоков равна нулю. Коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси получены с помощью формул, приведенных в § 2-3.

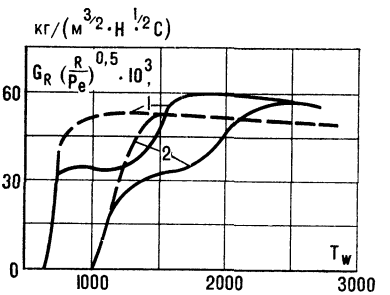
Рассмотрим наиболее интересные результаты численных расчетов. Во всем диапазоне температур поверхности T_w процесс разрушения графита рассчитывался по уравнениям и граничным условиям (7-3) ÷ (7-9), но в кинетическом режиме окисления (малые значения T_w) дополнительно учитывалось ограничение на скорость уноса массы в виде соотношения (7-1).

Рис. 7-3. Мольные концентрации компонент газовой смеси у поверхности при различных температурах поверхности [Л. 7-17] $p_e = 5{,}85 \cdot 10^5$ **Па,** $T_e = 7000$ **К,** $R = 0{,}3$ **м.**

Рис. 7-4. Зависимость скорости уноса массы от температуры поверхности. $p_e = 5{,}85 \cdot 10^5$ **Па,** $T_e = 7000$ **К,** $R = 0{,}3$ **м.**

— — — расчет по [Л. 7-1]; ——— расчет по [Л. 7-17]; *1* — «быстрая»; *2* — «медленная» кинетика.





На рис. 7-3 и 7-4 представлены результаты численных расчетов концентраций химических компонент и скорости уноса массы в зависимости от температуры поверхности T_w при кинетическом и переходном к диффузионному режимах разрушения. Расчеты проводились для случая так называемой «медленной» кинетики реакции горения: для сравнения

на рис. 7-4 представлены также результаты для «быстрой» кинетики горения.

Обращает на себя внимание характерная полка в зависимости скорости уноса массы от температуры поверхности. Иными словами, внутри кинетического режима горения образовалась небольшая зона, контролируемая диффузией. Ее появление обусловлено сменой определяющей реакции Р2 на реакцию Р1, в результате чего основным продуктом реакции вместо CO_2 становится CO.

Из рис. 7-3 видно, что смена определяющей реакции вызвана исчезновением кислорода на разрушающейся поверхности, в результате чего скорость разрушения в определенном интервале T_w оказывается лимитированной расходом кислорода, диффундирующего через пограничный слой.

Затем наступает второй этап, когда определяющую роль вновь начинает играть кинетика реакции, на этот раз Р1, при этом продуктом реакции является более бедное кислородом соединение — CO. Это обусловлено тем, что подходящий за счет диффузии кислород в состоянии связать почти вдвое больше углерода. образуя CO вместо CO_2. Поэтому в каком-то диапазоне T_w количество подводимого окислителя превышает кинетические возможности реакции горения на поверхности Лишь при температуре поверхности порядка 2700 К при «медленной» кинетике реакции и 1800 К при «быстрой» окончательно наступает режим горения, контролируемого диффузией. Диффузионное горение относится к случаю сильного взаимодействия потока газа с материалом, когда необходимо учитывать характер течения в пограничном слое, скорости образования отдельных компонент, размер и форму тела, величины коэффициентов диффузии, а также поведение всех возможных продуктов реакции, число которых достигает десятка. Тем не менее именно на примере графита впервые было показано, что при диффузионном химическом взаимодействии механизм процесса можно приближенно описать простым выражением

$$G_w^{(D)} = \frac{M_C}{M_O}\left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w c_{O,e} \text{ или } \bar{G}_w^{(D)} = G_w^{(D)}/(\alpha/c_p)_w = \text{const}. \qquad (7\text{-}11)$$

Это соотношение справедливо только при диффузионном взаимодействии. В нем отражено то обстоятельство, что коэффициент массообмена примерно равен коэффициенту теплообмена: $\beta \approx (\alpha/c_p)_w$, а концентрация кислорода на поверхности $c_{O,w} = 0$. Тогда диффузионный поток кислорода в направлении к химически активной поверхности равен:

$$\rho c_O V_O = \beta (c_{O,e} - c_{O,w}) \approx (\alpha/c_p)_w c_{O,e},$$

причем в соответствии с реакцией Р1 на 16 кг O расходуется 12 кг C;

$$\left(\frac{M_C}{M_O}\right) = \frac{16}{12}.$$

Сравним это простое соотношение с результатами точных численных расчетов.

На рис. 7-5 дан химический состав газовой смеси у поверхности графита при $p_e = 10^5$ Па. Увеличение давления сдвигает процесс в область более высоких температур. Концентрации O, O_2 и CO_2 у поверхности не превышает 10^{-4} (этим подтверждается превалирующая роль реакции P1, по крайней мере до начала образования циана).

Азот начинает реагировать с поверхностью графита при $T_w = 2800$ K, тогда как сублимация последнего становится существенной при $T_w > 3300$ K, при этом образуется в основном C_3. При сублимации газ у поверхности постепенно насыщается C, C_3, так что содержащие кислород и азот компоненты постепенно оттесняются наружу. Именно эти особенности заставили выделить сублимацию как третий специфический режим теплового взаимодействия. Тем не менее между диффузионным и сублимационным режимами много общего, прежде всего в зависимости скорости процессов от состава газа и размеров тела.

Но есть и принципиальные отличия. Например, при сублимации наблюдается сильная зависимость безразмерной скорости уноса массы от температуры поверхности и давления окружающего потока, чего не было замечено при диффузионном окислении.

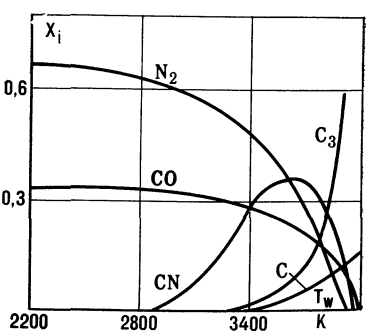
Итак, первое предположение о том, что единственным химическим процессом на поверхности в диффузионном режиме окисления является реакция C+O=CO, подтверждается численными расчетами. Остается проверить соотношение между диффузионным потоком кислорода и расходом углерода. Представленные выше уравнения (7-11) базируются на обычном выражении для аналогии между тепло- и массообменом:

$$(\alpha/c_p)_w = \beta.$$

Более точным является выражение, учитывающее отличие числа Льюиса от единицы, которое можно вывести из уравнения (2-13):

$$\beta = \mathrm{Le}_i^{0,7} (\alpha/c_p)_w; \quad \mathrm{Le}_i = \frac{\rho D_{ij} c_p}{\lambda}. \qquad (7\text{-}12)$$

Рис. 7-5. Зависимость состава газовой смеси над поверхностью графита при обтекании его высокотемпературным потоком воздуха в предположении термодинамического равновесия и давлении, равном атмосферному ($p = 10^5$ Па). По оси ординат отложены мольные концентрации наиболее существенных компонент газовой смеси.



Если представить многокомпонентную смесь газов как бинарную, то коэффициент диффузии, входящий в число Le_i, окажется одинаковым для всех компонент. Вопрос заключается в том, как разбить эту многокомпонентную смесь на две группы, потому что помимо различия в молекулярных массах необходимо учитывать направление диффузион-

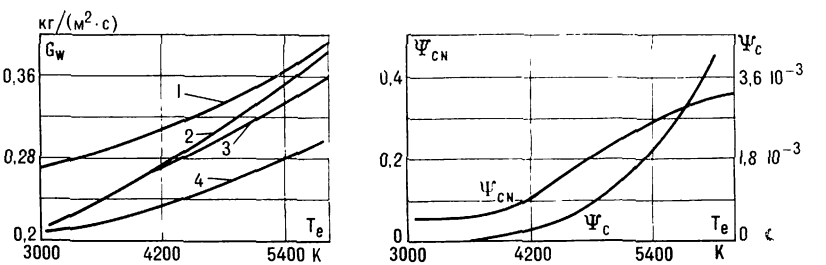
ного движения. Желательно, чтобы все компоненты одной группы (например, O, N) имели противоположное направление диффузии по отношению к компонентам другой группы (CO). В задаче об уносе массы графита последнее условие не выполняется. Так, атомы кислорода и азота диффундируют к поверхности, но одновременно в обратном направлении движутся атомы углерода C. Аналогично извне диффундируют молекулы O_2, N_2 и NO, а навстречу им перемещаются CO, CN, CO_2. Поэтому трудно указать единый для всех случаев коэффициент бинарной диффузии и это предопределяет погрешность приближенной постановки задачи.

На рис. 7-6 приведено сравнение точного решения для скорости разрушения G_w с двумя расчетами, в которых смесь считалась бинарной [Л. 7-2]. Видно, что приближенное решение, в котором коэффициент диффузии бинарной смеси равен D_{O-CO}, хорошо соответствует действительной картине при больших температурах набегающего потока, тогда как при низких температурах T_e лучшие результаты получаются при расчетах по бинарной модели с $D_{ij}=D_{O_2-CO_2}$. Различие между двумя этими решениями достигает 25%. Разная степень достоверности рас-

Рис. 7-6. Сравнение точного и приближенных решений для скорости разрушения графита G_w в функции от температуры торможения набегающего газа T_e [Л. 7-2].

1 — модель бинарной смеси с коэффициентом диффузии $D_{ij}=D_{O-CO}$;
2 — точное решение; *3* — расчет с коэффициентом диффузии по формуле Уилке; *4* — модель бинарной смеси с $D_{ij}=D_{O_2-CO_2}$.

Рис. 7-7. Относительная доля циана ψ_{CN} и сублимирующего графита ψ_C в суммарном уносе массы графита при различных температурах заторможенного потока T_e [Л. 7-2].



сматриваемых приближенных решений в различных диапазонах T_e обусловлена диссоциацией кислорода во внешнем потоке и сменой определяющего процесса окисления. Действительно, уже при температуре T_e порядка 4000 K набегающий поток воздуха содержит как атомы, так и молекулы кислорода.

К главе «ХИМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАТЕРИАЛА С НАБЕГАЮЩИМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ»

Химическое взаимодействие высокотемпературного газового потока с твердой поверхностью приводит к разрушению многих типов теплозащитных покрытий. На рисунке представлено увеличенное изображение поверхности графитовой пластины, омываемой потоком воздуха с температурой более 5000 К. Видны отдельные кристаллические частицы углерода, составляющие основу промышленного графита, с обгоревшим вокруг них связующим. Треки на фотографиях процесса разрушения доказывают возможность частичного сноса не полностью прореагировавших частиц. На врезке видна внутренняя структура прогретого слоя графитовой пластины, причем необходимо обратить внимание на характер постепенного ослабления связи между отдельными кристаллическими частицами за счет окисления.

К главе «ПЛАВЯЩИЕСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ»

Цилиндрический образец из стеклообразного материала, установленный в сверхзвуковом потоке газа с температурой около 6000 К, иллюстрирует все основные закономерности механизма оплавления. В окрестности точки торможения основная масса вещества уносится в расплавленном виде. Попадая на боковую поверхность образца, волны расплава постепенно замедляются и, наконец, совсем «замерзают», что связано с резким уменьшением здесь теплового и силового воздействия газового потока по сравнению с окрестностью точки торможения. На врезке представлен схематичный разрез по толщине оплавляющегося материала, указан профиль температур и составляющие скорости течения расплава.

В то же время даже в бинарной постановке задачи безразмерная скорость уноса массы оказывается переменной, т. е.

$$\bar{G}_w = \frac{G_w}{(\alpha/c_p)_0} \neq \frac{M_C}{M_O} c_{O,e} = \text{const}.$$

Это обстоятельство связано с увеличением доли циана и молекул углерода в расходе массы с поверхности. При $T_e = 6000$ К и $p_e = 5 \times 10^5$ Па в виде циана уносится свыше 30% массы графита (рис. 7-7). Температура поверхности графита значительно меньше зависит от принятой модели расчета (отличие составляет не более 100 К, т. е. 3%).

Все рассмотренные нами до сих пор решения были получены для замороженного пограничного слоя, когда все реакции могли протекать только на поверхности графита. Графит обладает высокими каталитическими свойствами, поэтому состав на поверхности действительно близок к равновесному, несмотря на непрерывный отвод от стенки продуктов реакции. При достаточно больших давлениях и размерах тела в каждой точке пограничного слоя устанавливается равновесие. Однако, как показали расчеты [Л. 7-10], равновесная постановка задачи дает для скорости и температуры разрушения величины, лишь немного меньшие, чем для замороженного пограничного слоя.

Точное определение суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w необходимо прежде всего в том случае, когда температура поверхности сильно влияет на величину скорости уноса массы. В случае диффузионного режима окисления графита положение существенно упрощается. Действительно, два члена уравнения теплового баланса на разрушающейся поверхности: тепловой эффект вдува

$$q_{вд} = \gamma G_w (I_e - I_w)$$

и тепловой экзотермический эффект горения

$$q_{гор} = G_w \Delta Q_{CO}$$

приблизительно равны по величине, но имеют разные знаки. Поэтому фактически определяющую роль играют два других слагаемых теплового баланса: подведенный тепловой поток к непроницаемой поверхности $q_0 = (\alpha/c_p)_0 (I_e - I_w)$ и излучение поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$. В силу этого температура разрушающейся поверхности оказывается близкой к равновесному значению. К тому же в диффузионном режиме окисления температура поверхности не определяет скорость разрушения, и поэтому точность ее определения может быть относительно низкой.

Иное положение имеет место в кинетическом и сублимационном режимах разрушения. Как было установлено, при низких температурах на поверхности образуется двуокись углерода CO_2, при этом на каждую единицу массы графита выделяется втрое больше тепла, чем при образовании окиси CO. Напротив, при высоких температурах, в режиме суб-

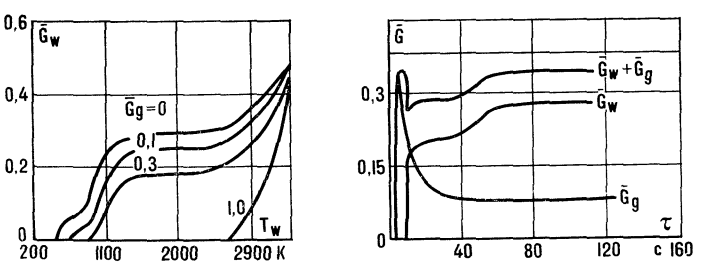
лимации, в продуктах разрушения начинают преобладать такие компоненты, как C, C_3, CN, образование которых идет с поглощением тепла, в итоге подходящий к поверхности тепловой поток начинает резко падать. Тем самым в рассматриваемых случаях требуется довольно точный расчет баланса тепла, особенно если учесть сильную зависимость скорости уноса массы от температуры поверхности как в кинетическом, так и в сублимационном режимах разрушения.

Если учесть, что существенным является только избыток теплоты образования CO_2 над теплотой образования CO, и, приравнять тепло образования CO тепловому эффекту вдува как и в диффузионном режиме, то расчет можно производить по следующей схеме. При взаимодействии кислорода воздуха с поверхностью графита образуется окись углерода (гетерогенная реакция), вслед за этим уже в пограничном слое происходит гомогенная реакция догорания двуокиси углерода. При этом на каждый килограмм CO в этой реакции поглощается 10 000 кДж, т. е. тепловой эффект поверхностных процессов учитывается только тепловым эффектом гомогенного догорания CO до CO_2:

$$G_w \Delta Q_w = G_C \Delta Q_w = \frac{10\,000\, G_C \dfrac{M_{CO}}{M_C}}{\dfrac{M_{CO_2}}{M_{CO}} + \lambda} = \frac{23\,000\, G_C}{\dfrac{M_{CO_2}}{M_{CO}} + \lambda}. \qquad (7\text{-}13)$$

Рис. 7-8. Зависимость безразмерной скорости разрушения графита $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_{p_0})_w$ от температуры поверхности T_w и безразмерного расхода газообразных продуктов разложения органического связующего $\bar{G}_g = G_g/(\alpha/c_{p_0})_w$.

Рис. 7-9. Характер изменения во времени безразмерных расходов отдельных компонент разрушения углепластика.



Здесь введена величина λ, равная отношению массы углерода, унесенной в виде CO, к массе, унесенной в виде CO_2. Если все молекулы CO в потоке окисляются до CO_2, то $\lambda=0$ и тепловой эффект поверхностных процессов — максимальный по абсолютной величине, в обратном случае $\lambda=\infty$ и приближенная формула (7-13) дает нуль. Конкрет-

ное значение λ определяется с помощью графиков, примером которы является рис. 7-3. Заметим, что при заданной температуре поверхност T_w величина λ слабо убывает с увеличением давления p_e.

Не представляет большого труда распространить полученные выш формулы (7-11) для диффузионного горения графита на случай ком позиционных материалов, например углепластиков, в которых на дол графита приходится лишь часть массы исходного материала φ_C. Д пустим, что разрушение материала в целом определяется либо уносо массы прочного коксового остатка, который почти полностью состои из углерода, либо уносом массы графитовых волокон. Тогда при диф фузионном режиме разрушения такого материала можно записать такс соотношение:

$$\frac{16}{12}\varphi_C G_w = c_{O,e}\{(\alpha/c_p)_0 - \gamma[G_g + \varphi_C G_w]\}. \qquad (7\text{-}1$$

Здесь G_g — массовый поток газообразных продуктов разложени органического связующего, который появляется в уравнении в том слу чае, если коксовое число этого связующего отлично от единицы. Пр этом мы предполагаем, что газообразные продукты разложения инер ны по отношению к углероду и кислороду. Однако столь простое соо ношение справедливо лишь при квазистационарном разрушении. В у ловиях неустановившегося прогрева скорость выхода газообразных пр дуктов термического разложения может существенно отличаться с своего квазистационарного значения, а это приводит к изменению с става газа над разрушающейся поверхностью (за счет эффекта вдува Как следствие скорость горения графита в этом случае оказываетс намного ниже значения, рассчитанного по формуле (7-14). Численны примеры, представленные для иллюстрации этого явления на рис 7- и 7-9, заимствованы из работы [Л. 7-5]. Интересно отметить, что пр больших расходах газообразных продуктов разложения $\overline{G}_g$ на повер ности графита отсутствует не только кинетический, но и диффузионны режим окисления (рис. 7-8).

Сублимационный режим разрушения графит

Интерес к анализу сублимационного режима разрушения графи связан прежде всего с гиперболическими скоростями входа в атмосф ру Земли космических аппаратов или с полетами к другим планета Солнечной системы. Например, в зависимости от состава атмосфер Юпитера и условий входа зонда в нее тепловые потоки к поверхнос зонда достигают от 5 до 100 кВт/см^2. Это приводит к таким больши толщинам унесенного слоя, что его масса доходит до 40% массы зон [Л. 7-14]. В этих условиях графит является, по-видимому, единстве ным из теплозащитных материалов, способным выдержать столь знач тельные тепловые потоки при умеренных скоростях разрушения. Сч

тается, что тройная точка углерода лежит выше 10^7 Па, что позволяет надеяться на отсутствие плавления разрушающейся поверхности даже при чрезвычайно высоких давлениях заторможенного потока, а следовательно, на использование высокого теплового эффекта сублимации.

Однако при анализе поведения графита в процессе сублимации встречаются большие трудности, связанные с неопределенностью термодинамических свойств паров графита при температурах выше 3000 К. Наиболее полная и точная из существующих в настоящее время методик расчета сублимации графита приводится в работе Скала и Гильберта [Л. 7-1], однако согласно последним термодинамическим расчетам в ней не учтено поведение ряда важных компонент (в основном соединений углерода с азотом C_2N_2, C_2N_4, а также сублимирующих компонент C_2, C_4 и C_5). Кроме того, в [Л. 7-1] занижена теплота образования циана. Пренебрежение рядом компонент вело к некоторому занижению скорости уноса, в то же время уменьшение теплоты образования циана, наоборот, обусловливало завышение его концентрации и, следовательно, суммарной скорости уноса массы.

Результаты точных численных расчетов в работе [Л. 7-1] представлены в виде простой аппроксимации для концентрации углерода (элемента) $c_{C,w}$:

$$\tilde{c}_{C,w} = 0{,}15 + 2{,}4 \cdot 10^6 p_e^{-0{,}67} \exp\left[-61\,400/T_w\right].$$

Здесь p_e — в Па $\cdot 10^{-5}$; T_w — в К.

Скорость разрушения графита в сублимационном режиме через концентрацию углерода $\tilde{c}_{C,w}$ связана со скоростью диффузионного горения

$$\frac{G_w^{(S)}}{G_w^{(D)}} = 6{,}67\, \tilde{c}_{C,w},$$

причем, как уже отмечалось,

$$G_w^{(D)}/(\alpha/c_p)_0 = \text{const}.$$

Известно несколько других подходов к определению состава и параметров паров над поверхностью графита. Соответственно опубликован ряд работ, использующих эти отличающиеся данные при расчетах скорости разрушения в зависимости от температуры поверхности. Все эти теории в отличие от работы Скала и Гильберта являются приближенными. При анализе процессов в многокомпонентном пограничном слое они опираются на аналогию между тепло- и массообменом и применяют для оценки влияния вдува аппроксимационное соотношение, чаще всего

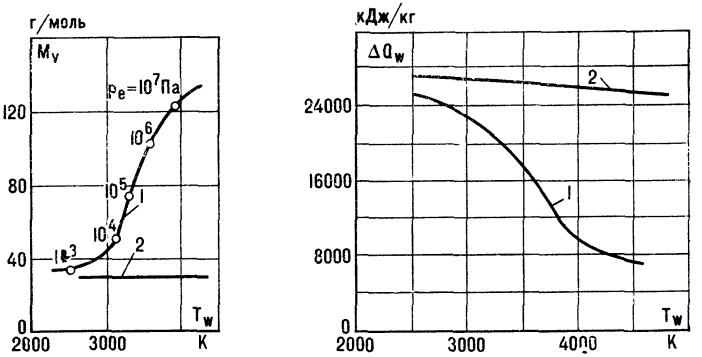
$$(\alpha/c_p)_w = \frac{1{,}13\sqrt{p_e/R}}{1 + 0{,}59\,\bar{G}_w},$$ кг/(м$^2\cdot$с). Здесь p_e — в Па $\cdot 10^{-5}$, R — в м.

В зарубежной литературе наиболее известны термодинамические таблицы JANAF, в которых приводятся данные для 25 компонент, содержащих C, N и O. Расчеты позволяют выявить роль каждой из них в процессе разрушения графита в потоке воздуха. До начала ионизации набегающего потока содержание отдельных компонент в продуктах разрушения может колебаться в следующих пределах: CO от 20 до 100% по массе, CN от 0 до 6%, C_2N_2 от 0 до 5%, C_2N_4, а также C, C_2 и C_4 от 0 до 6% каждая, C_3 от 0 до 62% и, наконец, C_5 от 0 до 11%. Было показано, что из 25 компонент, рассмотренных в таблицах, достаточно учесть всего 10, чтобы рассчитать состав газовой смеси с точностью до 0,1% во всем диапазоне давлений от 10^3 до 10^7 Па [Л. 7-15].

С другой стороны, известна работа Долтона [Л. 7-16]. Оценка термодинамических свойств паров углерода, прежде всего высокомолекулярных продуктов сублимации C_3—C_{16}, проведенная по методике Долтона, дает значения, существенно отличающиеся от таблиц JANAF. Это ведет к значительным расхождениям в молекулярной массе продуктов сублимации (рис. 7-10) и суммарном тепловом эффекте сублимации

Рис. 7-10. Зависимость молекулярной массы паров графита M_V от температуры сублимирующей поверхности T_w и давления окружающей среды p_e.
1 — работа [Л. 7-16]; 2 — таблица JANAF.

Рис. 7-11. Зависимость суммарного теплового эффекта сублимации углерода ΔQ_w от температуры поверхности T_w.
1 — работа [Л. 7-16]; *2* — таблица JANAF.



(рис. 7-11). Если согласно таблицам JANAF молекулярная масса паров во всем рассмотренном диапазоне температур поверхности и давлений p_e равна примерно 33, то модель Долтона указывает на возможность увеличения молекулярной массы с 37 при $p_e=10^3$ Па до 100 при $p_e=10^6$ Па. Что касается суммарного теплового эффекта сублимации ΔQ_w

то из-за различий в молекулярных массах появляются расхождения и в тепловых эффектах реакций, которые при высоких температурах могут отличаться в 3 раза.

Интересно сравнить результаты расчетов по различным методикам друг с другом и с данными измерений суммарного давления паров графита при различных температурах. Так, температура, при которой давление паров составит 10^7 Па (значение, близкое к тройной точке), согласно расчетам по данным JANAF равна 5170 К, а по данным [Л. 7-16] — 4250 К. Различные экспериментальные исследования дают величину этой температуры в диапазоне от 4000 до 4650 К. Следует, однако, отметить, большие трудности измерения столь высоких температур.

Таблица 7-3. **Коэффициенты аккомодации для различных компонент** [Л. 7-16]

Компонента	№ варианта расчета			
	1	2	3	4
C	0,24	0,37	1,0	0,01
C_2	0,50	0,34	1,0	0,01
C_3	0,023	0,08	1,0	0,01
C_4	0,25	0,00	1,0	0,01
C_5	$0{,}19\cdot10^{-2}$	0,00	1,0	0,01
C_6	$0{,}51\cdot10^{-3}$	0,00	1,0	0,01
C_7	$0{,}16\cdot10^{-3}$	0,00	1,0	0,01
C_8	$0{,}42\cdot10^{-4}$	0,00	1,0	0,01
C_9	$0{,}12\cdot10^{-4}$	0,00	1,0	0,01
C_{10}	$0{,}36\cdot10^{-5}$	0,00	1,0	0,01
C_{11}	$0{,}95\cdot10^{-6}$	0,00	1,0	0,01
C_{12}	$0{,}28\cdot10^{-6}$	0,00	1,0	0,01
C_{13}	$0{,}75\cdot10^{-7}$	0,00	1,0	0,01
C_{14}	$0{,}21\cdot10^{-7}$	0,00	1,0	0,01
C_{15}	$0{,}64\cdot10^{-8}$	0,00	1,0	0,01
C_{16}	$0{,}17\cdot10^{-8}$	0,00	1,0	0,01

Скорость сублимации графита рассчитывалась как сумма скоростей сублимации отдельных молекулярных компонент C, C_2,..., C_{16}, определенных по кинетическому уравнению Кнудсена — Ленгмюра. При этом результат расчета существенно связан с достоверностью коэффициентов аккомодации каждой компоненты. В табл. 7-3 приведены некоторые экспериментальные данные по величине этого параметра, (1-й столбец), а также принятые произвольно значения коэффициента аккомодации, использовавшиеся в вариантах 2—4 численных оценок неравновесной сублимации.

На рис. 7-12 показано влияние заложенных кинетических констант на расчетную скорость сублимации при различных давлениях p_e. Энтальпия заторможенного потока предполагалась постоянной

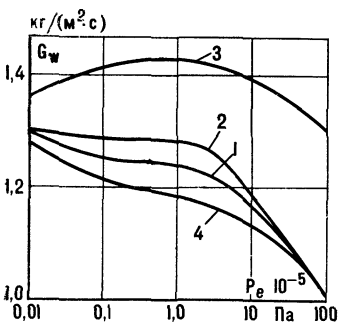
$I_e = 9300$ кДж/кг, так же как и тепловой поток к неразрушающейся поверхности $q_0 \approx 45\,000$ кВт/м². Видно, что даже между предельными кривыми (варианты 3 и 4) различие не превышает 23%. Это говорит о слабом влиянии коэффициентов аккомодации на суммарную скорость сублимации. Тем самым показано, что процесс сублимации близок к равновесному.

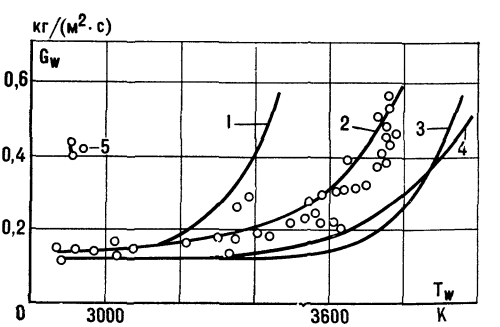
На рис. 7-13, заимствованном из [Л. 7-14], зависимость приведенной скорости сублимации от температуры поверхности, рассчитанная по данным JANAF, сопоставляется с кривыми, определенными по методикам Скала и Долтона. Там же нанесены экспериментальные точки, полученные в той же работе [Л. 7-14] при давлении, близком к атмосферному, и радиусе кривизны графитовой модели в окрестности точки торможения порядка $R \approx 1{,}8$ см. Видно, что экспериментальные данные не совпадают ни с одной из расчетных моделей. При этом расчеты по таблицам JANAF, давая качественно правильный ход зависимости скорости разрушения от температуры на участке сублимации, занижают скорость уноса на переходном участке (причем даже сильнее, чем методика Скала или любая другая). В то же время и расчеты по методике Долтона ложатся выше экспериментальных точек.

Рис. 7-12. Влияние отличий в коэффициенте аккомодации на скорость сублимации графита G_w при различных давлениях p_e (цифры соответствуют вариантам табл. 7-3).

Рис. 7-13. Сравнение расчетных и измеренных зависимостей скорости разрушения графита от температуры поверхности [Л. 7-14].

1 — расчет работы [Л. 7-16]; *2* — расчет по методике [Л. 7-1] с уточненной теплотой образования *CN*; *3* — расчет по таблицам JANAF; *4* — расчет по методике работы [Л. 7-1] с заниженной теплотой образования *CN*; *5* — экспериментальные данные.





В различных методиках используются сильно отличающиеся исходные данные (число компонент, константы реакции, коэффициенты аккомодации, давление насыщенных паров и т. д.), что создает предпосылки того, что и соотношение результатов расчета в различных условиях может оказаться различным. Такое положение создает большие трудности

для интерпретации экспериментальных данных и переноса результатов стендовых испытаний на натурные условия. Заметим, однако, что согласно работе [Л. 7-16] использование в расчетах по методике Скала нового значения теплоты образования циана — 347,5 кДж/моль, такого же как в методике Долтона, приводит к существенно большей скорости уноса массы, приближая ее к экспериментальным данным (кривая *2* на рис. 7-13). Теплота образования циана в таблицах JANAF на 35% выше этого значения и равна 466,2 кДж/моль.

Чтобы иллюстрировать влияние выбора методики расчета на конечный результат, приведем данные анализа толщины унесенного слоя для носка баллистической головной части с радиусом кривизны 12,5 мм при полете ее по траектории спуска с баллистическим коэффициентом 25 000 кг/м^2 [Л. 7-15]. Минимальную толщину унесенного слоя дают расчеты по методике Скала — 18 мм графита, при оценках по данным работы Долтона она получается равной 32,5 мм, а по данным таблиц JANAF — 21 мм. Различие в скорости уноса массы достигает 80—90%, а в максимальной температуре разрушающейся поверхности — 800 К. Как показали расчеты, с ростом давления p_e занижение теплоты образования циана сказывается все в меньшей степени и для рассмотренной головной части отличие в толщине унесенного слоя этого варианта от расчетов по таблицам JANAF составляет не более 3%.

7-4. Влияние состава газа на разрушение графита. Возможность механического уноса массы в экстремальных условиях

При анализе взаимодействия различных газов с графитом кислород занимает особое положение. Графит обладает очень высокой реакционной способностью по отношению к кислороду, причем он является восстановителем для подавляющего числа содержащих кислород соединений, особенно при высоких температурах. Поэтому все газы, содержащие кислород, кроме CO, так или иначе вступают во взаимодействие с графитом.

Среди других веществ выделяется азот. Данные экспериментальных исследований [Л. 7-9] указывают на избирательную реакцию графита с молекулярным и атомарным азотом. Если в набегающем потоке присутствует атомарный азот, то его взаимодействие с графитом во многом напоминает реакцию кислорода и графита. Напротив, при обтекании графитовой поверхности молекулярным азотом разрушение может начаться лишь при температурах, соответствующих режиму сублимации.

Если внешний поток представлен газами, не образующими с углеродом химических соединений (инертные газы: гелий, аргон), то происходит чистая сублимация графита. В этом случае при одинаковых температурах поверхности T_w скорость уноса массы тем выше, чем меньше молекулярная масса набегающего потока (рис. 7-14). Если газ при боль-

ших температурах поверхности T_w является или становится активным по отношению к углероду, то скорость уноса углерода будет относительно высока уже в режиме взаимодействия, близком к диффузионному. При увеличении температуры скорость уноса массы, как и при обтекании инертным газом, определяется лишь отношением молекулярных масс набегающего газа и продуктов испарения, т. е. соотношениями равновесной сублимации (см. гл. 6).

Как уже говорилось, графит при давлениях до 10^7 Па и любых температурах не образует расплава. В этом смысле можно назвать его полностью газифицирующимся материалом ($\Gamma=1{,}0$). Однако условия эксплуатации могут оказаться такими, что и на поверхности графита будет образовываться жидкая фаза. Недостаточное знание термодинамических свойств паров — продуктов разрушения поверхности из графита, о котором говорилось в предыдущем параграфе, не позволяет достоверно оценить точку его плавления. Согласно различным расчетам тройная точка лежит в области p_e $(1{,}0—1{,}1)\,10^7$ Па и температур от 4400 до 5150 К, однако есть мнение [Л. 7-15], что расплав можно обнаружить и при температурах ниже 4000 К.

Промышленный графит представляет собой не однородный материал, а смесь менее плотного связующего с зернами кристаллического графита. В диффузионном режиме горения при равномерном поступлении окислителя компонент к различным участкам разрушающейся поверхности может происходить химико-механическое выкрашивание графита. Это означает, что при равных массовых скоростях разрушения связующего и зерен наполнителя (кристаллического графита) их линейные скорости разрушения окажутся обратно пропорциональными исходным плотностям. Поэтому по истечении некоторого времени зерна наполнителя окажутся оголенными со всех сторон (рис. 7-15) и будут снесены под действием набегающего газового потока. Очевидно, что в зависимости от «концентрации» зерен или их формы могут получиться различные оценки степени возрастания скорости уноса массы за счет химико-механического выкрашивания, однако это увеличение остается постоянным для данного материала во всем диапазоне диффузионного горения. Для плотных марок графита отмеченный механизм может приводить к отклонениям от расчетной скорости разрушения на 5—20%.

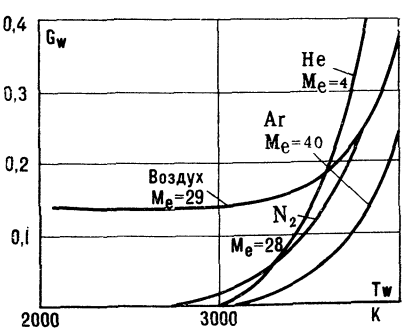


Рис. 7-14. Влияние состава набегающего газового потока на зависимость скорости разрушения графита $\bar{G}_w$ от температуры поверхности T_w ($p_e=10^7$ Па).

Неоднократно предпринимались попытки учесть термические напряжения, которые возникают в графитоподобных материалах при высоких

температурах поверхности в потоках газов повышенной плотности. Однако большое число входящих в расчеты неопределенных параметров делает результаты этих расчетов зависимыми от экспериментальных данных. Поэтому мы не будем излагать существо подобных работ, а отметим лишь некоторые результаты экспериментальных исследований.

При испытании в струе высокотемпературного воздуха моделей из графитоподобных материалов в виде затупленного конуса уже при давлениях заторможенного потока, превышающих $2 \cdot 10^6$ Па, был отмечен механический унос (он равен разности измеренного и расчетного значений скорости уноса массы). Это явление, вероятно, связано с эрозией отдельных частиц в условиях высоких сдвигающих напряжений потока [Л. 7-11]. В другой работе [Л. 7-12] отмечено, что унос графита в виде твердых частиц, имеющих диаметр порядка половины диаметра зерна наполнителя, происходил в сверхзвуковом потоке при давлении торможения $p_e = 5{,}6 \cdot 10^5$ Па.

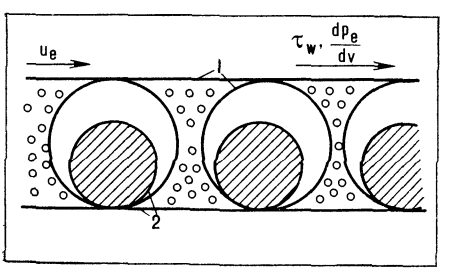
Представляет интерес попытка авторов работы [Л. 7-14] выделить унос массы за счет механического разрушения графита, не зависящий от давления торможения и связанный лишь с температурой поверхности T_w. Показано, что механическое разрушение при высоких температурах намного превышает расчетную скорость сублимации, в результате

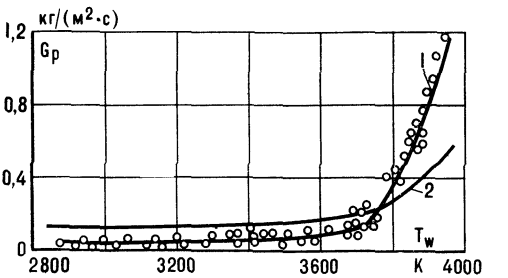
Рис. 7-15. Схема химико-механического выкрашивания зернистого графита.

1 — первоначальная поверхность связующего и зерна; *2* — конечная форма зерна и положение внешней поверхности связующего.

Рис. 7-16. Зависимость скорости «механического» разрушения графита G_p от температуры поверхности T_w ($0{,}3 \leqslant p_e \leqslant 4{,}5 \cdot 10^5$ Па).

1 — экспериментальные данные работы [Л. 7-14]; *2* — расчет скорости разрушения по методике работы [Л. 7-14].





чего в экспериментах не удалось зафиксировать температуру T_w больше 3900 К (рис. 7-16).

Однако вопросы, связанные с механической эрозией еще очень слабо изучены, и поэтому единая точка зрения на механизм этого разрушения до настоящего времени отсутствует.

Глава восьмая

ПЛАВЯЩИЕСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ ПОКРЫТИЯ

Постановка задачи об оплавлении однородного стеклообразного материала

Среди разнообразных разрушающихся теплозащитных материалов особо выделяются волокнистые или армированные, обладающие высоким сопротивлением механическому и тепловому удару, высокой эрозионной и окислительной стойкостью и сравнительно легко формующиеся при изготовлении крупногабаритных изделий. Наиболее распространенные материалы этого класса — стеклопластики на основе кремнеземных или кварцевых волокон. В условиях интенсивного аэродинамического нагрева на поверхности таких стеклопластиков может образовываться вязкая пленка расплава.

Несмотря на малую толщину, пленка оказывает сильное влияние на процесс разрушения, в частности сцепление частиц поверхностного слоя предотвращает их эрозионное выдувание потоком. Кроме того, пленка снижает интенсивность окисления химически активных компонент материала набегающим потоком газа. Для создания теоретической модели разрушения стеклопластиков необходимы соотношения, определяющие интенсивность уноса вещества в расплавленном виде (скорость сноса пленки).

Процессы плавления и течения пленки расплава у кристаллических и аморфных веществ имеют определенные различия. Кристаллические вещества плавятся при постоянной температуре $T_р$, при этом вязкость жидкой фазы оказывается столь малой, что вся расплавленная масса практически мгновенно сносится с поверхности материала под действием аэродинамических сил (рис. 8-1). В итоге темпе-

ратура внешней, нагреваемой поверхности такой пленки близка к температуре плавления $T_р$, а толщина самой пленки весьма мала.

Аморфные материалы, к которым относится и стекло, не имеют четко выраженной точки плавления: при нагреве они размягчаются постепенно, вязкость их расплава значительная и экспоненциально зависит от обратной температуры $1/T$. Указанное обстоятельство предопределяет существование на поверхности аморфных веществ сравнительно толстых пленок расплава, их значительный перегрев относительно температуры «размягчения», а также переход некоторой части расплава в пар. Толщина пленки расплава и перепад температур в ней сильно зависят от сорта стекла и могут достигать очень больших значений (рис. 8-2).

Иными словами, в отличие от кристаллических тел нагрев в газовом потоке аморфных веществ характеризуется наличием двух фазовых превращений, каждое из которых не имеет фиксированной точки перехода (точно определенной температуры). Поэтому здесь используется понятие «температуры размягчения», или такой температурной границы, выше которой данное стеклообразное вещество может переходить в пластическое состояние и образовывать пленку расплава. Величина этой температуры достаточно условна, но можно принять ее равной механической температуре стеклования. Последняя определяется как температура, при которой вязкость, измеренная под напряжением $2 \cdot 10^5$ Н/м^2, равна 10^{13} пуаз, или 10^{12} Н·с/м^2. С учетом указанных отличительных

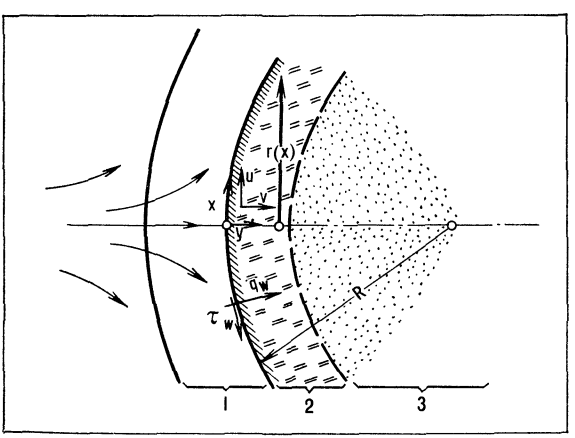


Рис. 8-1. Модель процесса разрушения (оплавления) стеклообразного материала в высокотемпературном газовом потоке, обтекающем окрестность точки торможения затупленного тела.

1 — пограничный слой газового потока; *2* — жидкая пленка расплава, стекающая под действием сдвигающих сил газового потока; *3* — твердое тело.

особенностей процесс разрушения аморфных (или стеклообразных) веществ в высокотемпературном газовом потоке называется оплавлением. Суммарный тепловой эффект при этом оказывается выше. Благодаря этому аморфные материалы являются более эффективными теплозащитными покрытиями, чем кристаллические. Однако физическая модель их

разрушения, а следовательно, и схема расчета оказываются намного сложнее.

Задача о плавлении материала в высокотемпературном потоке газа в общей постановке сводится к совместному решению системы уравнений сохранения массы, количества движения и энергии соответственно для газовой, жидкой и твердой фаз. Вследствие значительно большой вязкости расплава скорость его движения много меньше скорости набегающего потока. Поэтому влиянием движения расплава на течение в пограничном слое набегающего газового потока можно пренебречь. Это позволяет разделить решения задач для газовой и двух других фаз, что существенно облегчает решение проблемы в целом.

Величины теплового потока q_w и трения τ_w на поверхности движущейся пленки расплава принимаются такими же, как и на аналогичной неподвижной поверхности с учетом поправки на вдув продуктов испарения. Толщина пленки расплава даже столь вязких материалов, как расплавленное кварцевое стекло, значительно меньше размеров тела, поэтому к системе уравнений, описывающих течение расплава в окрестности точки торможения, можно применить все обычные допущения ламинарного пограничного слоя: пренебречь градиентом давления по толщине пленки и т. д. Плотность расплава практически не зависит от температуры, следовательно, течение можно считать несжимаемым. По сравнению с изменением вязкости внутри пленки расплава предполагают, что теплопроводность и теплоемкость постоянны.

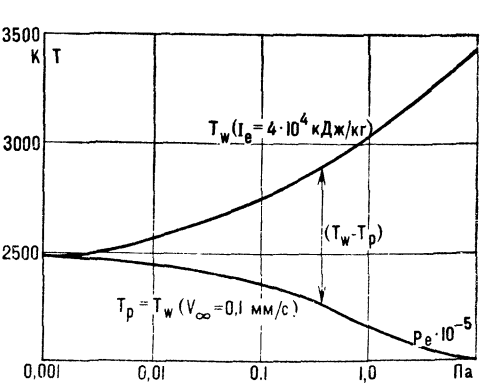


Рис. 8-2. Зависимость перепада температур в расплавленной пленке ($T_w - T_p$) от давления торможения p_e (кварцевое стекло).

С учетом всех указанных допущений система уравнений, описывающих неустановившееся движение пленки расплава, принимает следующий вид (в системе координат, связанной с поверхностью раздела газ — жидкая пленка):

$$\frac{\partial}{\partial x}(ru) + \frac{\partial}{\partial y}(rv) = 0; \qquad (8\text{-}1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) + F_x = \frac{dp_e}{dx}; \qquad (8\text{-}2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \qquad (8\text{-}3)$$

где $r = r(x)$ — расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки жидкой пленки (рис. 8-1); u и v — проекции вектора скорости на продольную (x) и нормальную к поверхности (y) координатные оси; $\mu = \mu(T)$ — коэффициент вязкости расплава; p_e — давление на внешней границе пограничного слоя; F_x — касательная составляющая инерцион-

ных сил; λ, ρ и c — теплопроводность, плотность и теплоемкость расплава.

В отличие от уравнений газодинамического пограничного слоя в системе уравнений (8-1)—(8-3) учтено, что скорости течения в пленке расплава настолько малы, что можно пренебречь инерционными членами типа $u\frac{\partial u}{\partial x}$, $\frac{\partial u}{\partial \tau}$, а также диссипативными членами в уравнении сохранения энергии типа $u\frac{dp_e}{dx}$; $\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2$.

Замыкает выписанную систему уравнений соответствующая система начальных и граничных условий:

при $\tau = 0$:

$T(y) = T_0 = \text{const}$, $v = 0$;

при $\tau > 0$ и $y = 0$:

$$-\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w + G_w \Delta Q_w + \varepsilon\sigma T_w^4 = (\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) + q_R;$$

$$(\rho v)_w = G_w = (\alpha/c_p)_w f(T_w, p_e); \qquad (8\text{-}4)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w = \frac{\tau_w}{\mu(T_w)};$$

при $\tau > 0$ и $y \to \infty$:

$$T \to T_0;\ u \to 0\left(\text{либо } \frac{\partial v}{\partial y} \to 0\right),$$

где G_w — массовая скорость испарения (см. гл. 6); ΔQ_w — суммарный тепловой эффект испарения; ε — интегральная степень черноты разрушающейся поверхности; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $(I_e - I_w)$ — перепад энтальпии в пограничном слое; $(\alpha/c_p)_w$ — коэффициент конвективного теплообмена, учитывающий вдув продуктов испарения; q_R — внешний лучистый тепловой поток; τ_w — сила аэродинамического трения.

Относительно последнего граничного условия в системе соотношений (8-4) необходимо сделать несколько замечаний. Это условие принципиально отличает аморфные материалы от кристаллических, имеющих определенную температуру плавления. Для последних на внутренней границе пленки расплава приходится ставить условие стыковки температуры и теплового потока в пленке и в твердом материале. У стеклообразных или в общем случае у аморфных материалов положение нижней границы пленки неопределенно, поэтому уравнение сохранения энергии в пленке непрерывно переходит в уравнение теплопроводности

твердой фазы. Это позволяет задавать граничные условия как для температурного профиля, так и для компонент вектора скорости на достаточно большом удалении от внешней поверхности, хотя очевидно, что толщина пленки расплава много меньше глубины прогрева.

Не останавливаясь пока на конкретном виде функции $f(T_w, p_e)$ в граничном условии для скорости испарения, укажем на одно интересное преобразование системы уравнений, позволяющее выявить внутренние закономерности проблемы.

Ограничим анализ окрестностью точки торможения затупленного тела, где из условия симметрии можно считать:

$$r(x) \approx x;\ \frac{\partial T}{\partial x} = 0;\ \frac{dp_e}{dx} = C_1 x;\ \tau_w = C_2 x, \tag{8-5}$$

где C_1 и C_2 — постоянные.

Тогда уравнения сохранения массы (8-1) и количества движения (8-2) позволяют исключить из рассмотрения продольную компоненту скорости течения пленки расплава $u(x, y)$:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -\frac{2}{\mu(T)}\left(\frac{d\tau_w}{dx} + \frac{d^2 p_e}{dx^2} y\right). \tag{8-6}$$

Предположим далее, что вклад лучистого переноса в тепловом балансе на внешней границе пленки ничтожно мал. Введя переменные Дородницына:

$$\xi = \rho\mu^* \frac{du_e}{dx}\frac{x^4}{4};\ \eta = \sqrt{2\frac{\rho}{\mu^*}\frac{du_e}{dx}}\, y,$$

где μ^* — вязкость расплава при некоторой температуре T^*, $a\ (du_e/dx)$ — градиент скорости на внешней границе пограничного слоя, определяемый формой тела и величиной I_e, можно исключить одну из независимых переменных и упростить уравнения. При этом нужно также использовать безразмерное время:

$$t = \int_0^\tau \frac{du_e}{dx}\, d\tau. \tag{8-7}$$

Если дополнительно предположить, что энтальпия заторможенного потока I_e и форма тела не меняются со временем, то последнее соотношение примет вид:

$$t = \frac{du_e}{dx}\tau.$$

Введя функцию тока

$$\Psi = \sqrt{2\xi}\, F(\eta, \tau)$$

и безразмерную температуру

$$\theta = \frac{T - T_0}{T^*},$$

сведем систему уравнений (8-1) — (8-3) применительно к окрестности точки торможения к следующим соотношениям:

$$\frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{\mu}{\mu^*}\frac{\partial^2 F(\eta, \tau)}{\partial \eta^2}\right] + \frac{1}{2}\frac{\rho_e}{\rho} = 0;$$

$$F\frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \frac{\lambda}{c\mu^*}\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} - \frac{1}{2}\frac{\partial \theta}{\partial t} = 0.$$

При пользовании соотношением (8-7) уравнение сохранения энергии в преобразованном виде будет соответствовать уравнению (8-1) в том случае, если коэффициент теплопроводности λ близок к постоянному и

$$\frac{a}{v_\infty^2}\frac{\partial}{\partial \tau}\ln\frac{du_e}{dx} \ll 1,$$

т. е. при достаточно больших тепловых потоках от газа к телу.

В новых переменных граничные условия на поверхности раздела жидкости и газа можно переписать в следующем виде:

$$-\lambda T^* \sqrt{\frac{2\rho}{\mu^*}}\left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta}\right)_w - \Delta Q_w F_w \sqrt{2\mu^*\rho} = (\alpha/c_p)_w \frac{(I_e - I_w)}{\sqrt{du_e/dx}};$$

$$\sqrt{2\mu^*\rho}F_w = -\frac{(\alpha/c_p)_w}{\sqrt{du_e/dx}} f(T_w, p_e);$$

$$\sqrt{\frac{2\rho}{\mu^*}}\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} = -\frac{1}{\mu(T_w)}\frac{\tau_w}{\sqrt{du_e/dx}}.$$

Два других граничных условия в новых переменных имеют вид, подобный прежнему, и мы их не приводим.

Если учесть, что коэффициент теплообмена для ламинарного пограничного слоя в окрестности точки торможения пропорционален корню квадратному из градиента скорости в набегающем потоке $\sqrt{du_e/dx}$, и наличие вдува газообразных продуктов с поверхности разрушения не изменяет этой зависимости, а также если иметь в виду существование аналогии Рейнольдса между трением и теплообменом (гл. 2), то можно прийти к весьма интересному выводу. В новых переменных система уравнений и граничных условий для пленки расплава не зависит от градиента скорости на внешней границе пограничного слоя du_e/dx, а следовательно, от формы тела, т. е. радиуса кривизны его поверхности в окрестности точки торможения.

К главе «КОМПОЗИЦИОННЫЕ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ»

Механизм разрушения композиционных материалов весьма многогранен и зависит не только от состава материала, но и от конкретного соотношения теплового потока и сдвигающих напряжений. На рисунке представлено увеличенное изображение внешней разрушающейся поверхности композиционного материала, содержащего стеклообразный наполнитель. В верхней части изображения находится окрестность точки торможения потока, где сдвигающие силы столь велики, что пленка расплавленного наполнителя не может задерживаться на разрушающейся поверхности. Однако после перехода на боковую поверхность образца, где сдвигающие напряжения меньше, расплав собирается в капли или целые образования. Дальше на боковой поверхности (нижний угол рисунка) механизм разрушения в основном представлен сублимацией наполнителя и термическим разложением связующего. На врезке показан прогретый слой композиционного теплозащитного покрытия с элементом конструкции изделия.

К главе «МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРУШАЮЩЕЙСЯ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ»

Широко развитые в последние годы экспериментальные методы определения механизма разрушения теплозащитных материалов часто опираются на результаты испытаний в высокотемпературных струях, истекающих из плазменных генераторов — плазмотронов. Наблюдения с помощью кино- и фототехники, оптические и термопарные измерения температурных полей дают много информации о детальной картине протекающих внутри и на поверхности материала сложных физико-химических превращениях. На врезке представлен типичный кадр кинофильма о разрушении композиционного материала в потоке воздуха.

Это означает, что температура разрушающейся поверхности или приведенная скорость разрушения

$$v_\infty/(\sqrt{du_e/dx})$$

у тел любой формы в одни и те же моменты времени t будут принимать равные значения. На установление стационарного режима разрушения будет требоваться тем меньше времени, чем больше градиент скорости (du_e/dx).

Обобщая этот результат, можно утверждать, что и безразмерная скорость разрушения

$$G_\Sigma/(\alpha/c_p)_0$$

так же, как и температура поверхности T_w, при квазистационарном разрушении является характеристикой данного типа материала, а не размера или формы образца, т. е. данные, полученные на одних моделях, можно распространять в аналогичных условиях на другие.

Более того, мы получаем возможность пересчета теоретических зависимостей температуры поверхности или скорости уноса массы от времени, полученных в предположении постоянства формы тела, на случай ее произвольного изменения, например в результате того же разрушения. При пересчетах время τ переводят в безразмерное, используя соотношение (8-7).

Однако аналитические методы не дают ответа на вопрос о влиянии формы тела или ее изменения на температуру и скорость разрушения при учете излучения поверхности (при этом граничное условие для уравнения теплопроводности перестает быть однородным). Отклонение от рассмотренного выше пространственно-временного подобия может быть проанализировано только численно. Забегая вперед, можно указать, что параметром, определяющим возможность использования пространственно-временного подобия, оказывается отношение подведенного конвективного q_0 и испускаемого лучистого $\varepsilon\sigma T_w^4$ тепловых потоков. Влияние этого отношения на температуру поверхности обычно достаточно слабое и в инженерной практике, по крайней мере при температурах набегающего потока T_e, значительно превышающих температуру поверхности T_w, может не учитываться. Что касается скорости разрушения, то отклонения от пространственно-временного подобия зависимостей $G_\Sigma(\tau)$ могут быть весьма значительными. В частности, величины безразмерной скорости разрушения, полученные на малых моделях, оказываются обычно выше, чем на больших.

В заключение этого параграфа необходимо сделать некоторые замечания относительно устойчивости течения пленки расплава.

При выводе уравнений (8-1) — (8-3) предполагалось, что течение пленки расплава ламинарное. Расчеты, проведенные для тонких слоев жидкости, растекающихся по поверхности твердого тела, дают доста-

точно высокие значения критического числа Рейнольдса, при котором возможно возникновение неустойчивости движения. Если использовать в качестве определяющего размера толщину пленки, а все физические параметры относить к температуре ее внешней поверхности, то критическое число Рейнольдса должно превышать 10^2. Однако в подобных расчетах, как правило, не учитывается зависимость основных теплофизических свойств и в первую очередь вязкости расплавленной жидкости от температуры.

Попытки расчета течения пленок с переменной вязкостью дают значительно меньшие значения критического числа Рейнольдса (порядка нескольких единиц), однако полного подобия расчетных моделей с действительным процессом оплавления аморфных материалов типа стекла пока не достигнуто. Тем не менее следует отметить, что при течении пленки расплава на поверхностях сопловых вкладышей ракетных двигателей или на боковых поверхностях затупленных тел принципиально могут быть достигнуты указанные критические значения числа Рейнольдса.

К сожалению, экспериментальные исследования течения расплавленных пленок во всех областях, кроме окрестности точки торможения, сопряжены со значительными трудностями из-за ограниченной мощности современных экспериментальных установок. Но даже в окрестности точки торможения было отмечено появление волн на поверхности оплавляющегося стекла, которые тем не менее не вызывали каких-либо вторичных явлений, характерных для неустойчивого течения, например разбрызгивания расплава [Л. 8-4].

Волнообразование на поверхности расплавленного стекла отмечено не только при лабораторных испытаниях, но и на природных образованиях космического происхождения, например, на австралийских тектитах. По сравнению с нерегулярной структурой и формой волн на образцах, испытанных в наземных установках, тектиты поражают внимание правильной формой колец на поверхности. Предполагают, что образование последних связано с влиянием массовых сил (перегрузок), причем этот факт не противоречит теоретическим оценкам.

Все перечисленные обстоятельства дают основания надеяться, что результаты расчетов на базе уравнений ламинарного течения пленки расплава отвечают действительной картине процесса оплавления в широком диапазоне условий обтекания тела и позволяют определить его основные закономерности, которые будут также справедливы при числах Re, близких к критическим. Заметим, что вязкость кварцевого стекла, наиболее интересного представителя стеклообразных материалов, столь высока, что при выходе расплава на боковую поверхность затупленного конуса он перестает увлекаться силами аэродинамического воздействия и как бы «замерзает». Тем самым отпадает вопрос об устойчивости течения пленки [Л. 8-2]. Это намного упрощает расчетную схему, поскольку основным процессом на поверхности теплозащитного покрытия становится не стекание пленки, а испарение стекла.

Процессы на поверхности раздела стеклообразных материалов и набегающего потока

В качестве одного из граничных условий в систему уравнений (8-4) входила скорость испарения или, точнее, расход массы G_w с поверхности пленки расплава. Для определенности все рассуждения в данном параграфе будем проводить применительно к кварцевому стеклу, полагая, что переход на другие материалы не внесет принципиальных особенностей.

Скорость испарения при интенсивном нагреве зависит от коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_w$, температуры поверхности T_w, а также от давления на внешней границе пограничного слоя p_e. Первые два параметра влияют на интенсивность массообмена в пограничном слое, последний к тому же определяет и степень диссоциации паров кварцевого стекла. Теплота испарения кварцевого стекла (двуокиси кремния SiO_2) превышает 9500 кДж/кг, что почти в 3 раза больше общего количества тепла, поглощенного единицей массы материала при ее нагреве до температуры испарения. Если дополнительно учесть, что одновременно с испарением происходит диссоциация паров стекла, то станет ясно, почему точность расчета скорости оплавления во многом зависит от правильного учета процессов на поверхности раздела, т. е. точности определения скорости G_w и теплового эффекта ΔQ_w.

Скорость испарения с поверхности конденсированной фазы, как было показано в гл. 6, может быть описана соотношением Кнудсена — Ленгмюра

$$G_w = a\frac{p^{\text{н}}_{SiO_2} - p_{SiO_2}}{\sqrt{2\pi\frac{R}{M_{SiO_2}}T_w}}; \quad p^{\text{н}}_{SiO_2} = F(T_w), \tag{8-8}$$

где $p^{\text{н}}_{SiO_2}$ и p_{SiO_2} — соответственно парциальное давление насыщенного пара и неравновесное парциальное давление паров двуокиси кремния на поверхности; R — универсальная газовая постоянная; M_{SiO_2} — молекулярная масса молекул стекла; a — коэффициент испарения (аккомодации); $F(T_w)$ — известная функция (берется из термодинамических таблиц).

Испарившиеся молекулы кварцевого стекла имеют склонность к диссоциации, причем последовательность физико-химических превращений в данном случае можно представить следующим образом:

$$SiO_2\ (\text{расплав}) \rightleftarrows SiO_2\ (\text{газ});$$

$$SiO_2\ (\text{газ}) \rightleftarrows SiO\ (\text{газ}) + \frac{1}{2}O_2;$$

$$O_2 \rightleftarrows 2O.$$

При испарении в воздушном потоке у поверхности можно ограничиться следующими пятью компонентами: SiO_2, SiO, O_2, O, N_2. Парциальные давления продуктов реакций связаны друг с другом законами действующих масс и законом Дальтона:

$$\frac{p_{SiO}\sqrt{p_{O_2}}}{p_{SiO_2}} = K_1(T_w); \quad \frac{p_O^2}{p_{O_2}} = K_2(T_w); \tag{8-9}$$

$$p_{SiO_2} + p_{SiO} + p_{O_2} + p_O + p_{N_2} = p_e, \tag{8-10}$$

где K_1 и K_2 — константы равновесия (термодинамические функции температуры поверхности T_w); p_e — давление на внешней границе пограничного слоя.

Замыкают систему уравнений с пятью неизвестными парциальными давлениями p_i два баланса масс химических элементов. При любых химических реакциях сам химический элемент не исчезает и не образуется. Поэтому если рассматривать вместо концентраций различных кремнийсодержащих компонент концентрацию элемента кремния $\tilde{c}_{Si}$

$$\tilde{c}_{Si} = \frac{M_{Si}}{M_{SiO}} c_{SiO} + \frac{M_{Si}}{M_{SiO_2}} c_{SiO_2} \tag{8-11}$$

или вместо концентраций различных соединений азота концентрацию его элемента $\tilde{c}_N$, то при любом пограничном слое (неравновесном или замороженном) эти концентрации должны удовлетворять однородному уравнению типа

$$\rho u \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho D_{12} \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial y}\right).$$

В этом случае, как показано в гл. 2, можно использовать аналогию между тепло- и массообменом, при этом предполагается, что числа Прандтля и Льюиса приблизительно равны единице, т. е. при расчетах диффузионных потоков соответствующих химических элементов можно вместо коэффициента масообмена β_i брать значение коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_w$ при тех же условиях на поверхности (в частности, нужно учитывать поправку на вдув продуктов разрушения).

Итак, балансы масс для химических элементов кремния и азота на поверхности тела должны записываться в следующем виде:

$$G_w \frac{M_{Si}}{M_{SiO_2}} = G_w \tilde{c}_{Si} + (\alpha/c_p)_w \tilde{c}_{Si}; \tag{8-12}$$

$$0 = G_w \tilde{c}_{N,w} + (\alpha/c_p)_w (\tilde{c}_{N,w} - \tilde{c}_{N,e}).$$

Различие между двумя приведенными уравнениями заключается в том, что разрушающееся покрытие содержит в своем составе кремний и

не имеет азота, тогда как в отличие от кремния азот содержится в набегающем потоке (в воздухе).

Используя связь между массовой концентрацией i-ой компоненты и его парциальным давлением

$$c_i = (p_i M_i)/(p_e M_\Sigma),$$

нетрудно получить из первого балансового соотношения (8-12) уравнение для скорости испарения кварцевого стекла:

$$G_w = \frac{(\alpha/c_p)_w M_{SiO_2} (p_{SiO_2} + p_{SiO})}{M_\Sigma p_e - M_{SiO_2} (p_{SiO_2} + p_{SiO})}. \qquad (8\text{-}13)$$

Интересно сопоставить выражение для скорости испарения химически активной компоненты — двуокиси кремния с уравнением для скорости сублимации инертного вещества (см. гл. 6):

$$G_w = \frac{(\alpha/c_p)_w p_i M_i}{M_\Sigma p_e - p_i M_i}. \qquad (8\text{-}14)$$

Очевидно, что оба уравнения имеют общую структуру, однако учет химического взаимодействия потребовал введения в формулу не только парциального давления испаряющейся компоненты p_{SiO_2}, но и всех ее производных, в частности p_{SiO}.

Можно показать, что если объединить под термином «пар» все компоненты, обязанные своим происхождением испарению с поверхности, в том числе и соответствующую часть атомов и молекул кислорода, образующихся при диссоциации молекул стекла, $\tilde{p}_{O_2}$ и $\tilde{p}_O$, т. е.

$$p_v = p_{SiO_2} + p_{SiO} + \tilde{p}_{O_2} + \tilde{p}_O, \qquad (8\text{-}15)$$

молекулярную массу этой смеси обозначить через M_v и определять ее из уравнения

$$p_v M_v = \sum_{i=v} p_i M_i = p_{SiO_2} M_{SiO_2} + p_{SiO} M_{SiO} + \tilde{p}_{O_2} M_{O_2} + \tilde{p}_O M_O,$$

то будет справедливо следующее равенство [Л. 8-5]:

$$p_v M_v = M_{SiO_2} (p_{SiO_2} + p_{SiO}). \qquad (8\text{-}16)$$

Видно, что уравнение (8-13) приобретает форму простейшего уравнения для скорости сублимации (8-14), если в последнем под произведением парциального давления на молекулярную массу сублимирующей компоненты понимать аналогичное произведение для «пара» — уравнение (8-16). Это весьма важное для практики обобщение соотношения для скорости испарения на случай химического взаимодействия продуктов испарения друг с другом. Можно показать, что указанное обобще-

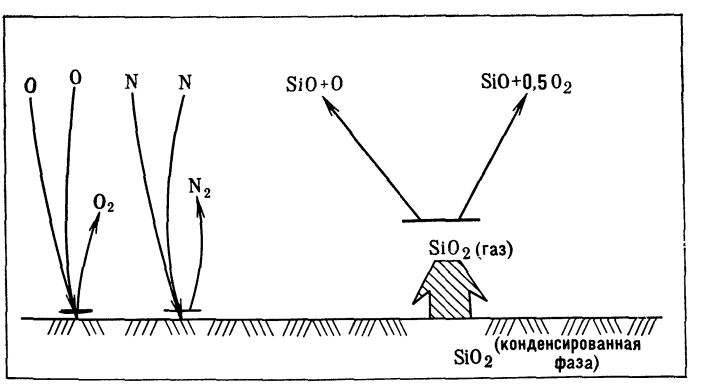
ние распространяется и на случай их взаимодействия с компонентами набегающего потока. Отсюда следует, что в рассматриваемой задаче нет необходимости каждый раз заново рассчитывать состав газа на разрушающейся поверхности. Достаточно изучить, насколько сильно зависит от внешних параметров или температуры поверхности парциальное давление и молекулярная масса «паров».

Рассмотрим подробнее процесс диссоциации и его влияние на скорость испарения (рис. 8-3). Наличие кислорода во внешнем потоке уменьшает степень диссоциации двуокиси кремния SiO_2, причем тем сильнее, чем выше парциальное давление «внешнего» кислорода по отношению к парциальному давлению «собственного», образующегося при делении двуокиси. В соответствии с законом действующих масс (8-9) степень диссоциации молекул стекла может быть определена как

$$\frac{p_{SiO}}{p_{SiO_2}} = \frac{K_1}{\sqrt{p_{O_2}}}. \qquad (8\text{-}17)$$

Поскольку в воздухе p_{O_2} составляет около 20% от p_e, степень диссоциации паров стекла в воздушном потоке должна зависеть от окружающего давления. В нейтральной атмосфере, не содержащей кислорода, парциальное давление p_{O_2} на поверхности намного ниже, а диссоциация идет полнее.

Рис. 8-3. Схема испарения и диссоциации молекул стекла (двуокиси кремния) в воздухе.



На разрушающейся поверхности, вообще говоря, идут сразу две параллельные реакции диссоциации молекул двуокиси кремния:

$$SiO_2 = SiO + O$$

$$SiO_2 = SiO + 0{,}5O_2. \qquad (8\text{-}18)$$

Допустим вначале, что температура и давление в набегающем потоке таковы, что реакция проходит только по первому пути. Такой вариант ближе всего соответствует обтеканию стекла инертным газом, не содержащим в своем составе свободного кислорода. Тогда парциальное давление кислорода у поверхности разрушения столь мало, что он весь находится в атомарном состоянии.

Закон действующих масс позволяет выписать в этом случае следующее равенство:

$$(p_O p_{SiO})/p_{SiO_2} = K_э(T_w) = K_1(T_w)\sqrt{K_2(T_w)}. \qquad (8\text{-}19)$$

В инертной атмосфере кислород образуется на разрушающейся поверхности за счет диссоциации молекул стекла, т. е. парциальное давление кислорода прямо связано с давлением окиси кремния: $p_O = p_{SiO}$.

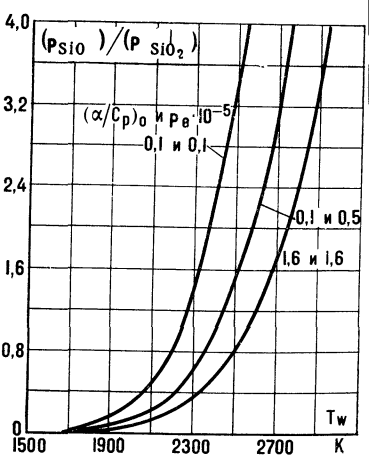
Оценки с помощью формул (8-19) и точные численные расчеты показывают, что в нейтральной атмосфере доля продиссоциировавших молекул стекла оказывается столь большой, что можно пренебречь парциальным давлением p_{SiO_2} по сравнению с давлением других компонент, в частности, p_{SiO}. Тогда уравнение (8-15) позволяет получить приближенную оценку для давления паров: $p_v = p_{SiO} + p_O = 2p_{SiO}$. Верхнюю границу значений парциального давления p_{SiO} можно получить с помощью уравнения (8-19), если принять, что давление двуокиси кремния над поверхностью p_{SiO_2} равно давлению насыщенного пара $p^н_{SiO_2}(T_w)$. С учетом связи между p_{SiO} и p_O имеем:

$$p_{SiO} = \sqrt{K_э(T_w)\, p^н_{SiO_2}(T_w)},$$

причем справа стоит выражение, зависящее только от температуры поверхности T_w. Тогда применительно к кварцевому стеклу соотношение для p_v может быть записано как

$$p_v = \exp\left(-\frac{57\,800}{T_w} + 18{,}48\right),\ 10^5\ \text{Па}.$$

Рис. 8-4. Зависимость степени диссоциации молекул стекла p_{SiO}/p_{SiO_2} в воздушном потоке от температуры поверхности.



Эта приближенная формула широко используется в инженерной практике. Заметим, что в соответствии со сделанными предположениями молекулярная масса паров M_v равна 30 по уравнению (8-16).

При испарении в воздухе степень диссоциации молекул стекла значительно меньше, чем в нейтральной атмосфере (рис. 8-4), хотя и быст-

ро увеличивается с температурой поверхности. Это не позволяет пренебречь парциальным давлением двуокиси кремния p_{SiO_2} при определении давления паров p_v. Интересно отметить, что степень диссоциации молекул стекла сильно зависит от давления p_e, но практически не зависит от коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$.

Вернемся теперь к общему случаю диссоциации паров стекла в кислородосодержащей атмосфере, когда продуктом реакции является, наряду с атомарным, также и молекулярный кислород (см. (8-18)).

Пусть доля первой реакции в диссоциации SiO_2 составляет ξ, а второй соответственно — $(1-\xi)$. Тогда парциальное давление «своего» кислорода должно составлять:

$$\widetilde{p}_{O_2} = (\xi/2)\, p_{SiO}; \quad \widetilde{p}_O = (1-\xi)\, p_{SiO}.$$

Отношение парциальных давлений атомов и молекул «своего» кислорода должно соответствовать аналогичному отношению для всех атомов и молекул кислорода:

$$\widetilde{p}_O/\widetilde{p}_{O_2} = (p_O/p_{O_2})_w = \varkappa.$$

Исключая отсюда параметр ξ, получаем, что

$$\widetilde{c}_O = c_{SiO}[\varkappa/(2+\varkappa)]\,[M_O/M_{SiO}]. \tag{8-20}$$

Давление пара можно теперь представить в виде

$$p_v = p_{SiO_2} + p_{SiO}\left(2 - \frac{1}{2+\varkappa}\right).$$

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что крайними выражениями для оценки давления пара являются:

при $p_O = 0$, $\varkappa = 0$, получим $p_v = p_{SiO_2} + 1{,}5 p_{SiO}$

при $p_{O_2} = 0$, $\varkappa \to \infty$, получим $p_v = p_{SiO_2} + 2 p_{SiO}$.

Конечно, парциальное давление окиси p_{SiO}, а следовательно, и суммарное давление паров p_v тем выше, чем меньше кислорода в набегающем газовом потоке.

Переходим к анализу влияния неравновесности испарения. Комбинируя кинетическое уравнение (8-8) с соотношениями (8-13) и (8-17), получаем для степени неравновесности испарения $p^{н}_{SiO_2}/p_{SiO_2}$ следующее выражение:

$$\frac{p^{н}_{SiO_2}}{p_{SiO_2}} = 1 + \frac{(\alpha/c_p)_w \sqrt{2\pi R M_{SiO_2} T_w}\,[\bar{G}_w + 1]\left[1 + \dfrac{K_1(T_w)}{\sqrt{p_{O_2}}}\right]}{a M_\Sigma\, p_e},$$

где $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_w$ — безразмерная скорость испарения.

Степень неравновесности испарения возрастает с увеличением температуры поверхности и скорости испарения, с ростом коэффициента теплообмена, однако она уменьшается с увеличением давления p_e.

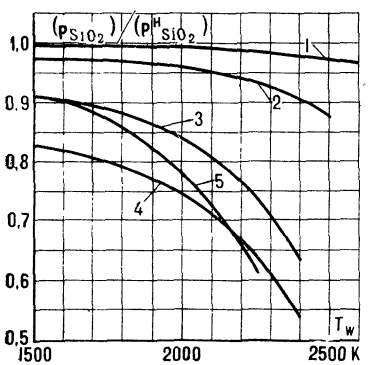
Рассмотрим некоторые результаты численных расчетов. На рис. 8-5 представлена зависимость степени неравновесности испарения кварцевого стекла от основных параметров разрушения. Видно, что отличие парциального давления p_{SiO_2} от давления насыщенного пара $p^н_{SiO_2}$ в значительной степени зависит от коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$ (ср. кривые *2* и *4*). Напротив, кривые *1* и *5* соответствуют вариантам с одинаковыми коэффициентами теплообмена, но с различными значениями давления на внешней границе пограничного слоя: p_e изменяется в 16 раз. Интересно отметить, что различие между двумя указанными вариантами резко увеличивается при температурах выше 2500 К, когда во втором из них становятся соизмеримыми парциальные давления «своего» и внешнего кислорода. При этом бурно возрастают доля продиссоциировавших молекул SiO_2 и массовая скорость испарения, а вместе с последней и степень неравновесности.

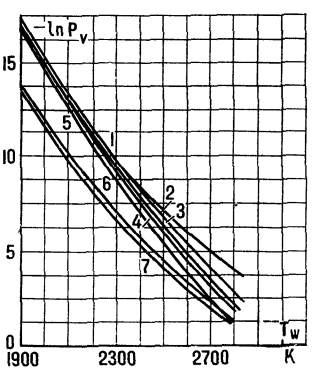
Рис. 8-5. Зависимость степени неравновесности испарения от температуры поверхности и параметров набегающего потока воздуха.

1 — $p_e = 2 \cdot 10^5$ Па, $(\alpha/c_p)_0 = 0{,}5$ кг/(м²·с); *2* — $1 \cdot 10^5$ и 1; *3* — $0{,}5 \cdot 10^5$ и 2; *4* — $1 \cdot 10^5$ и 8; *5* — $0{,}125 \cdot 10^5$ и 0,5.

Рис. 8-6. Зависимость парциального давления паров кварцевого стекла p_v от температуры поверхности T_w и параметров набегающего потока воздуха.

1 — давление насыщенных паров; *2* — $p_e = 1 \cdot 10^5$ Па и $(\alpha/c_p)_0 = 8{,}0$ кг/(м² · с); *3* — $2 \cdot 10^5$ и 0,5; *4* — $1 \cdot 10^5$ и 1,0; *5* — $0{,}125 \cdot 10^5$ и 0,5; *6* — приближенная формула, $p_v = \exp(-57800/T + 18{,}48) \cdot 10^5$, Па; *7* — нейтральная атмосфера $p_e = 1 \cdot 10^5$ Па и $(\alpha/c_p)_0 = 1{,}0$ кг/(м²·с).





Интересно также сравнить характер зависимости $p_{SiO_2}/p^н_{SiO_2}$ от температуры поверхности при различных, но пропорциональных давлениях p_e и коэффициентах теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, т. е. при $(\alpha/c_p)_0/p_e = \text{const}$ (варианты *3* и *5* на рис. 8-5). Если при низких температурах между этими вариантами нет различий, то с увеличением T_w начинают сказываться

отличия в диссоциации и степень неравновесности в варианте *5* оказывается существенно выше.

Проведенный анализ поможет понять общий характер зависимости давления пара p_v от температуры поверхности T_w (рис. 8-6). При испарении в любом газовом потоке, в том числе и в воздухе, давление пара должно находиться между двумя предельными кривыми: снизу оно ограничено давлением насыщенного пара $p^{н}_{SiO_2}$, а сверху — расчетной кривой для нейтральной атмосферы, т. е. не содержащей «своего» кислорода. Различие между двумя предельными кривыми для кварцевого стекла составляет примерно 3 в логарифмическом масштабе, или в 20—25 раз в абсолютных значениях p_v. Ясно, что пренебрежение диссоциацией стекла или, наоборот, ее завышение могут привести к серьезным ошибкам при расчете скорости испарения.

С ростом температуры поверхности или с уменьшением давления набегающего потока p_e, как было показано выше, увеличивается степень диссоциации молекул стекла и одновременно процесс испарения все в большей степени становится неравновесным. Численные расчеты позволяют получить аппроксимационные зависимости для произведения молекулярной массы на давление пара:

$$\ln \frac{p_v M_v}{M_\Sigma} = A - \frac{B\,10^3}{T_w},$$

где $A = 24{,}2 - 1{,}7 \lg p_e - \dfrac{(\alpha/c_p)_0}{\sqrt{2}\, p_e^{-0{,}75}}$;

$B = 73 - 3 \lg p_e - \sqrt{2}(\alpha/c_p)_0 p_e^{-0{,}75}$; p_e — в 10^5 Па; $(\alpha/c_p)_0$ — в кг/(м^2·с).

Точность этой аппроксимационной зависимости $\sim 2\%$ при изменении температуры поверхности от 1500 до 3500 К, давления p_e от 10^3 до 10^6 Па, а коэффициента теплообмена от 0,009 до 5 кг/(м^2·с).

В инженерной практике, помимо уже отмеченной формулы для давления пара в нейтральной атмосфере, часто используется аппроксимационная формула следующего вида:

$$\frac{p_v M_v}{M_{SiO_2}} = \exp\left[-\frac{73\,000}{T_w} + 23{,}4\right], \ 10^5 \text{ Па}.$$

Ее преимущество состоит в том, что при ее использовании нет необходимости задаваться величиной молекулярной массы M_v.

Помимо скорости испарения необходимо также знать суммарный тепловой эффект поверхностных процессов, которые входят в тепловой баланс на внешней поверхности пленки расплава (см., например, (8-4)). Величина ΔQ_w включает теплоту собственно испарения $\Delta Q_{исп}$, а также часть теплового эффекта диссоциации молекул стекла ΔQ_{SiO_2} и молекул кислорода ΔQ_{O_2}.

Для того чтобы связать суммарный тепловой эффект поверхностных процессов с теплотами диссоциации и концентрациями отдельных компонент, рассмотрим выражение для конвективного теплового потока на испаряющейся поверхности. Предположим, что числа Льюиса для различных компонент близки к единице, а концентрации атомов азота и молекул окиси азота у разрушающейся поверхности пренебрежимо малы. Тогда в соответствии с гл. 2 имеем:

$$q_w = \left(\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial I}{\partial y}\right)_w - G_w I_w\,(\text{газ}) + G_w I_w\,(\text{тв}) - \varepsilon\sigma T_w^4 = (\alpha/c_p)_w\,[I_e - I_w\,(\text{газ})] -$$

$$- G_w\,(I_w\,(\text{газ}) - I_w\,(\text{тв})) - \varepsilon\sigma T_w^4 = (\alpha/c_p)_w\,[\Sigma c_{j,e}\,(I_{j,e} - I_{j,w}) + c_{\text{N},e}\,\Delta Q_{\text{N}_2} +$$

$$+ c_{\text{O},e}\,\Delta Q_{\text{O}_2}] - (G_w + (\alpha/c_p)_w)\,\{c''_{\text{O}}\,\Delta Q_{\text{O}_2} + c_{\text{SiO}}\,[\Delta Q_{\text{SiO}_2} + (\tilde{c}_{\text{O}}/c_{\text{SiO}})\,\Delta Q_{\text{O}_2}]\} -$$

$$- G_w\,\Delta Q_{\text{исп}} - \varepsilon\sigma T_w^4. \qquad (8\text{-}21)$$

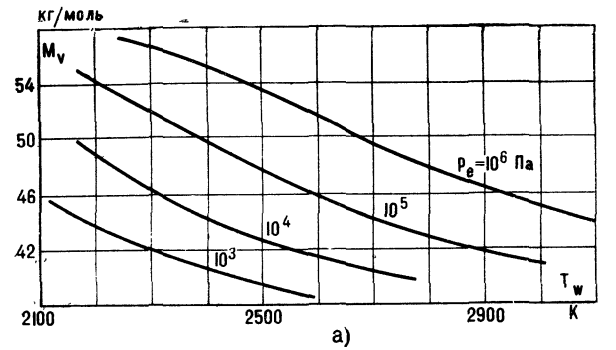
Здесь теплота испарения $\Delta Q_{\text{исп}} = I_{\text{SiO}_2}\,(\text{газ}) - I_{\text{SiO}_2}\,(\text{тв})$, а индексом $c''_{\text{O}} = c_{\text{O}} - \tilde{c}_{\text{O}}$ обозначена концентрация кислорода внешнего потока (в отличие от концентрации «своего» кислорода, образующегося при диссоциации молекул стекла $\tilde{c}_{\text{O}}$). С учетом соотношения (8-20) можно записать окончательное выражение для суммарного теплового эффекта поверхностных процессов в следующем виде:

$$\Delta Q_w = \Delta Q_{\text{исп}} + \frac{G_w + (\alpha/c_p)_w}{G_w}\,c_{\text{SiO}}\left[\Delta Q_{\text{SiO}_2} + \frac{\varkappa}{2+\varkappa}\,\frac{M_{\text{O}}}{M_{\text{SiO}}}\,\Delta Q_{\text{O}_2}\right]. \qquad (8\text{-}22)$$

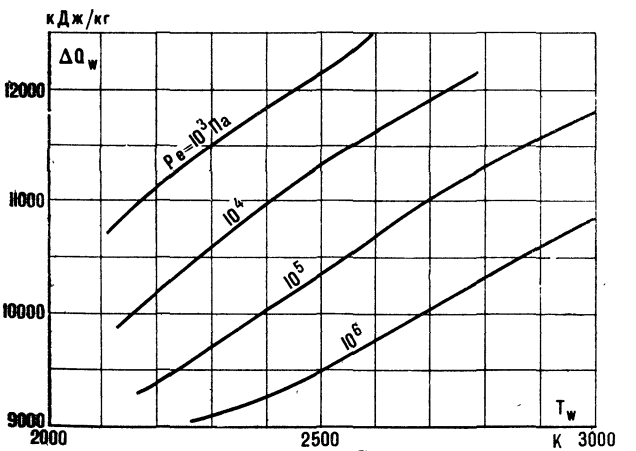
Выведенная формула указывает на достаточно сложную зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов от многих параметров набегающего потока. Так давление p_e входит в соотношение через степень диссоциации молекул кислорода (параметр $\varkappa$) и через коэффициент теплопередачи $(\alpha/c_p)_w$. Последний зависит также от режима течения в пограничном слое и параметра вдува γ. Однако результаты вычислений показали, что влияние большинства этих параметров весьма ограничено или отсутствует полностью.

На рис. 8-7, *а*, *б* даны некоторые результаты численных расчетов по приведенным выше соотношениям. Следует отметить, что суммарный тепловой эффект поверхностных процессов ΔQ_w и молекулярная масса при M_v очень слабо зависят от коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_{\text{O}}$, а величина давления p_e влияет на эти параметры лишь в том случае, когда оно меньше атмосферного. Таким образом, можно констатировать, что параметры испарения в основном зависят от температуры поверхности T_w. Однако при этом следует сделать одно важное уточнение. На рис. 8-8 представлены результаты расчета зависимости безразмерной скорости

испарения $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$ от температуры поверхности. Видно, что уменьшение давления p_e резко сдвигает влево область протекания процесса испарения, при этом интервал температур, в котором безразмерная скорость испарения изменяется от 0,1 до 1,0, обычно не превышает 300 К. Учитывая это обстоятельство, оказалось возможным перестроить данные рис. 8-7, *б* в виде зависимости $\Delta Q_w/Q'$ от комплекса $\bar{G}_w/[\psi+\bar{G}_w]$,



а)



б)

Рис. 8-7. Зависимость молекулярной массы паров кварцевого стекла M_v (*а*) и суммарного теплового эффекта поверхностных процессов $\Delta(Q)_w$ (*б*) от температуры поверхности T_w, давления p_e и коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$ в набегающем потоке воздуха.

определяемого скоростью испарения (рис. 8-9), при этом

$Q' = 11\,600 - 264 \lg p_e + 66\,(\alpha/c_p)_0\, p_e^{-0,8}$, кДж/кг; p_e — в 10^5 Па,

$a' \psi = (\alpha/c_p)_w/(\alpha/c_p)_0$.

Данные рис. 8-9 говорят об очень слабом (в пределах 3%) изменении $\Delta Q_w/Q'$ во всем интересующем практику диапазоне скоростей испарения. Поскольку, как уже говорилось, изменение G_w происходит в весьма узком интервале температур, при расчетах скорости испарения можно

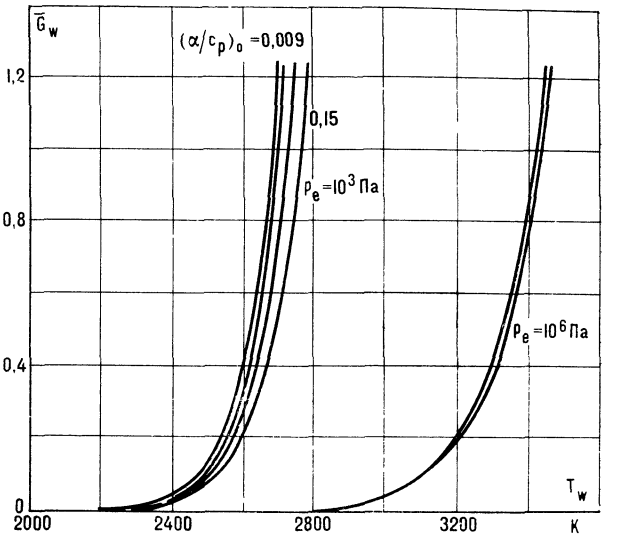


Рис. 8-8. Зависимость безразмерной скорости испарения $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$ кварцевого стекла от температуры поверхности T_w и давления p_e в набегающем потоке воздуха.

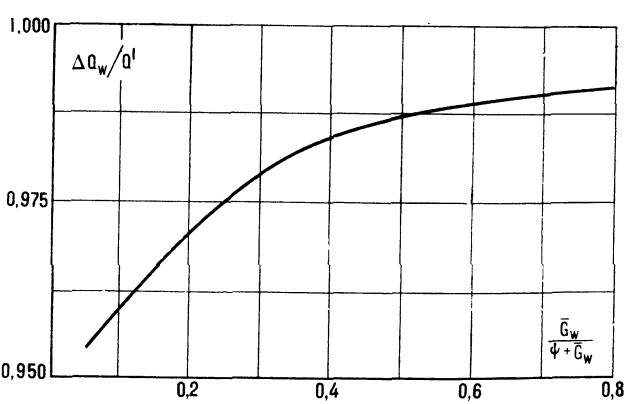


Рис. 8-9. Зависимость суммарного эффекта испарения ΔQ_w от безразмерной скорости $\bar{G}_w$. $\Psi = (\alpha/c_p)_w/(\alpha/c_p)_0$ (см. рис. 4-17).

во всех случаях использовать некоторое среднее значение параметра

$$\Delta Q_w \approx 11\,000 \text{ кДж/кг}. \qquad (8\text{-}23)$$

Соответственно молекулярную массу паров, необходимую для расчета эффекта вдува, можно приближенно принимать равной $M_v \approx 45$.

8-3. Зависимость характеристик квазистационарного оплавления от теплофизических свойств стеклообразных материалов и параметров набегающего потока

В предыдущих параграфах этой главы показано, что полная модель разрушения стеклообразных материалов достаточно сложна. Сильная зависимость вязкости расплава от температуры приводит к необходимости совместного решения уравнения движения пленки и уравнения сохранения энергии. При этом последнее приходится интегрировать по всей глубине прогрева конденсированной фазы, ибо у стеклообразных материалов нет фиксированной температуры плавления. Температурный профиль в пленке расплава определяет такие чисто внутренние процессы в теплозащитном материале, как термическое разложение смолы, фильтрация газообразных продуктов коксования, гетерогенное взаимодействие наполнителя и связующего (подробнее эти вопросы рассматриваются в гл. 9).

Учет нестационарности прогрева для стеклообразных материалов имеет принципиальное значение прежде всего потому, что при равных с другими теплозащитными материалами скоростях уноса массы оплавляющиеся покрытия имеют большее время установления квазистационарного режима (из-за бóльшего значения параметра m в расчетных формулах гл. 3). Кроме того, внутри пленки расплава и в прогретом слое у стеклопластиков возможно резкое увеличение эффективного коэффициента теплопроводности за счет переноса тепла излучением.

Переходим к анализу основных закономерностей разрушения стеклообразных материалов. Представленные ниже результаты численных расчетов соответствуют независящим от времени параметрам набегающего потока. При этом анализируются как нестационарные (на участке установления), так и квазистационарные характеристики разрушения, определяются их взаимосвязи и справедливость замены первых квазистационарным приближением. Заметим, кстати, что экспериментальные исследования разрушающихся материалов также в основном ограничены условиями обтекания с постоянными параметрами газовых потоков.

Стеклообразные материалы отличаются от других покрытий большим разнообразием физических свойств (вязкости, плотности, теплопроводности и т. д.). Поэтому представляет интерес вопрос о влиянии этих свойств или их отклонения от заданных «эталонных» значений на основные параметры оплавления: суммарную скорость уноса массы G_Σ и температуру разрушающейся поверхности T_w. В расчетах предполагалось, что теплоемкость и плотность разных рецептур может отличаться в 2—2,5 раза:

$$1000 \leqslant \rho \leqslant 2250 \text{ кг/м}^3; \quad 1{,}00 \leqslant c \leqslant 2{,}5 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Несколько сильнее может отличаться коэффициент теплопроводности (см. рис. П-IV-11). С ростом температуры он начинает резко увели-

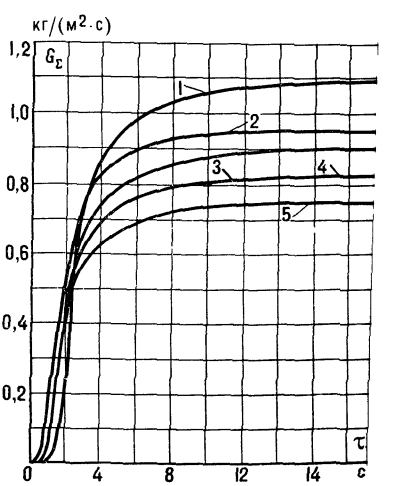
чиваться, причем тем сильнее, чем прозрачнее материал для теплового излучения. У кварцевого стекла величина эффективного коэффициента теплопроводности может увеличиться по сравнению с табличным при 273 К в 5—7 раз (рис. П-IV-7).

Еще сильнее может изменяться вязкость расплава $\mu(T)$ (см рис. П-IV-28). Известно, что добавление в кварцевое стекло даже 10—20% примесей (Al_2O_3, BaO и т. д.) может на несколько порядков изме нить абсолютное значение вязкости расплава, а также характер зависи мости вязкости от температуры.

Результаты численных расчетов нестационарного оплавления стек лообразных материалов показали, что из всех физических параметров входящих в дифференциальные уравнения и граничные условия, на хо зависимости скорости уноса массы от времени $G_\Sigma(\tau)$ влияют лиш теплопроводность материала (рис. 8-10) и его плотность. Изменени всех остальных параметров приводит лишь к отличиям в установившихся значениях скорости оплавления G_Σ и температуре поверхности T_w (рис. 8-11, *а—в*). На представленных рисунках величины с индексом 0 приняты в качестве «эталонных» и соответствуют параметрам и результатам основного варианта расчета, а диапазон изменения теплофизических свойств выбран с учетом их реальных отклонений.

Рис. 8-10. Нестационарная скорос уноса массы материалов с различно теплопроводностью.

1 — $\lambda=2\lambda_0$; *2* — переменная теплопр водность, $\lambda=1{,}67\cdot10^{-3}+0{,}53\cdot10^{-}$ $(T-T_0)$, кВт/(м · К); [$\lambda_{ср}=1{,}09$ кВт/(м ×К)]; *3* — $\lambda=1{,}2\lambda_0$; *4* — основной расче ный вариант $\lambda_0=2{,}1\cdot10^{-3}$ кВт/(м · К *5* — $\lambda=0{,}8\lambda_0$.



Расчетами показано, что при определении скорости оплавления можно пренебречь зависимостью теплоемкости от температуры, а использовать ее среднеинтегральное значение $\bar{c}$, которое вычисляется как

$$\bar{c}\,(T_w - T_0) = \int_{T_0}^{T_w} c\,(T)\,dT.$$

Это обстоятельство намного упрощает анализ, поскольку при температурах поверхности выше 2300 К теплоемкости $\bar{c}$ почти всех стеклообразных материалов отличаются не более чем на 25%.

Хотя скорость уноса массы G_Σ и температура поверхности T_w слабо зависят от плотности материала ρ, дл толщины унесенного слоя, определяемой интегральным соотношение

$$S(\tau) = \int_0^\tau (G_\Sigma/\rho)\,d\tau = \int_0^\tau v_\infty\,d\tau \qquad (8-$$

отличие в плотностях может оказаться решающим, так как линейная скорость оплавления v_∞ при прочих равных параметрах обратно пропорциональна величине ρ.

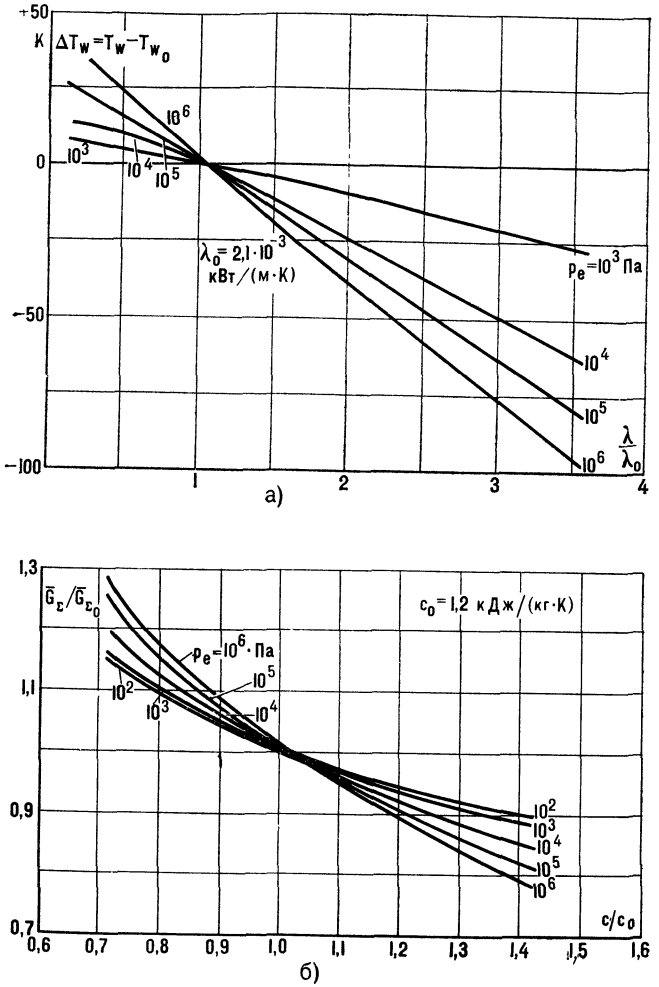


Рис. 8-11. Зависимость квазистационарных значений температуры поверхности и скорости уноса массы от теплофизических свойств стеклообразного материала.

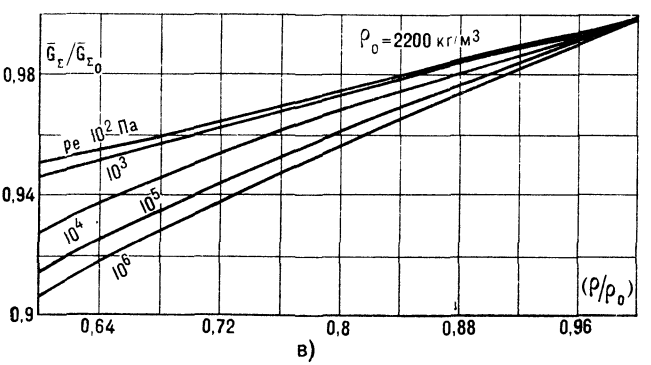
а — влияние λ; *б* — влияние c; *в* — влияние ρ (индекс 0 соответствует основному варианту).

Итак, остаются два параметра: теплопроводность λ и вязкость μ, знание которых с достаточной точностью является одним из необходимых условий достоверности расчета. К сожалению, опыты по их непосредственному определению до сих пор почти невозможны, ибо они связаны с необходимостью достижения весьма высоких температур,

превышающих 3000 К. Поэтому большое значение приобретает анализ конечных результатов экспериментов по аэродинамическому разрушению стеклообразных материалов. Примером такого анализа может служить проведенное в работе [Л. 8-13] исследование, в котором использованы данные опытов с оптическим кварцевым стеклом в установке с электродуговым подогревом.

На рис. 8-11 и 8-12 иллюстрируется степень влияния отклонений в величине теплопроводности и вязкости на основные характеристики разрушения.

Интересно отметить, что неточность в определении величин λ и μ сильно влияет на скорость уноса массы $\overline{G}_\Sigma$. Изменение вязкости μ существенно влияет и на T_w, а вот варьирование в широких пределах коэффициента теплопроводности λ изменяет T_w лишь на несколько десятков градусов. Отсюда возникает идея разбиения стеклообразных материалов на группы, исходя из их поведения при экспериментах в высокотемпературных аэродинамических установках. Если в процессе такого исследования наблюдаются значительные отклонения в величине температуры поверхности, то это говорит в первую очередь о возможных различиях в вязкости расплава. И наоборот, если у различных стеклопластиков температуры поверхности близки, а скорости уноса массы сильно разнятся, то причина кроется прежде всего в отличии коэффициентов теплопроводности. Конечно, эти простейшие рекомендации позволяют оценить лишь порядок величин λ и μ, поскольку при постоянных параметрах набегающего потока разрушение различных марок стеклопластиков в определенной степени зависит от их химического



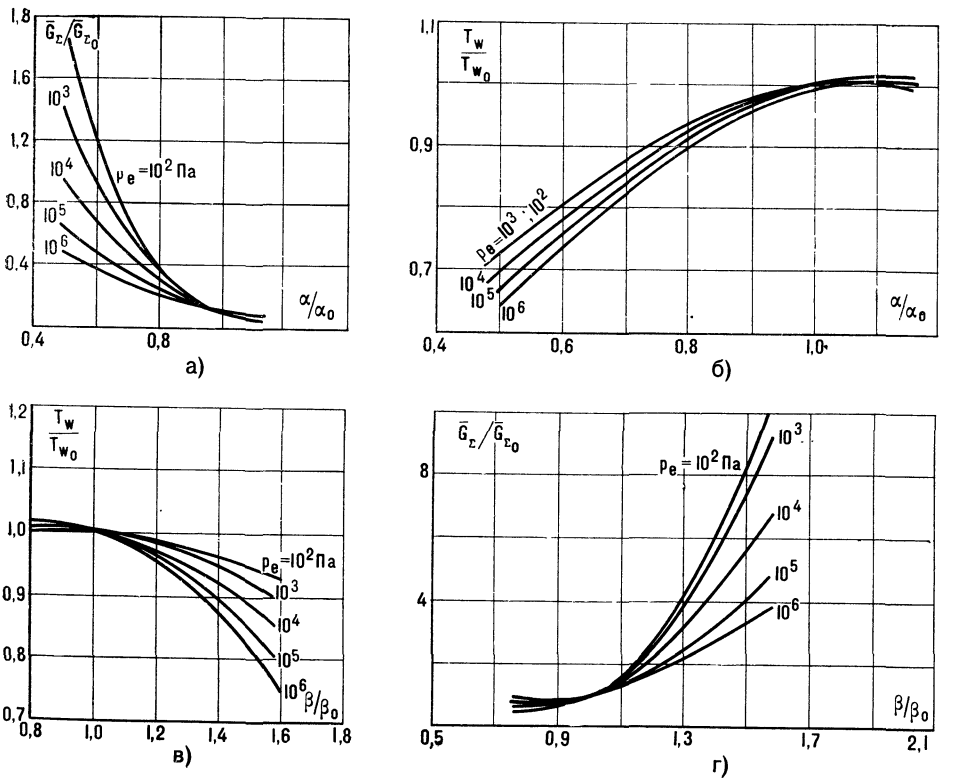
состава, количества газообразных продуктов термического разложения связующего и т. д.

Перейдем теперь к анализу зависимости параметров разрушения от условий в набегающем газовом потоке. Мы исключим пока из рассмотрения случаи совместного действия конвективного и радиационного

тепловых потоков, а в качестве набегающего газа рассмотрим воздух. Последнее ограничение не является сильным, поскольку, как было показано в предыдущем параграфе, химический состав внешнего потока для стеклообразных материалов важен лишь постольку, поскольку в нем может содержаться кислород, влияющий на степень диссоциации молекул двуокиси кремния (или других подобных окислов).

Рис. 8-12. Зависимость квазистационарных параметров разрушения от вязкости расплава стеклообразного материала, $\mu = \exp\left(\frac{\alpha}{T_w} + \beta\right)$.

а — $\bar{G}_\Sigma = f(\alpha)$; *б* — $T_w = f(\alpha)$; *в* — $T_w = f(\beta)$; *г* — $\bar{G}_\Sigma = f(\beta)$.



При теоретическом изучении механизма разрушения теплозащитных материалов основное внимание уделяется окрестности точки торможения. Для этого существует несколько причин.

Первая состоит в том, что в ламинарном пограничном слое максимум теплового потока приходится на окрестность точки торможения, а,

следовательно, в этой области интенсивнее унос массы и меньше время установления квазистационарного режима разрешения, т. е. сильнее проявляются различия в самом механизме разрушения материалов и в меньшей степени в характеристиках нестационарного прогрева.

Вторая причина заключается в том, что величина теплового потока в окрестности точки торможения затупленного тела может быть рассчитана с хорошей точностью во всем интересующем практику диапазоне энтальпий заторможенного потока I_e.

И, наконец, немаловажно и то, что подавляющая масса экспериментальных исследований теплозащитных разрушающихся материалов относится именно к точке торможения или ее ближайшей окрестности, что связано с малыми размерами истекающих струй в современных высокотемпературных подогревателях.

Ниже представлены результаты численных расчетов для следующих двадцати вариантов (табл. 8-1), объединенных в четыре группы. Переход от одного варианта к другому в каждой группе соответствует уменьшению коэффициента теплообмена вдвое. Это эквивалентно согласно теории теплообмена в ламинарном пограничном слое изменению радиуса кривизны тела R в группе более чем в 250 раз.

Таблица 8-1. **Диапазон изменения параметров внешнего обтекания**

Параметр и его размерность	№ варианта расчета			
	1—5	6—10	11—15	16—20
Диапазон изменения коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, кг/(м²·с)	5—0,31	1,56—0,098	0,49—0,03	0,15—0,009
Давление заторможенного потока $p_e \cdot 10^{-5}$, Па	10	1,0	0,1	0,01

Начальное значение коэффициента теплообмена рассчитывалось согласно теории многокомпонентного ламинарного пограничного слоя на полусферическом затуплении с $R=7\cdot10^{-3}$ м при давлении $p_e=10^6$ Па и энтальпии торможения $I_e=10\,000$ кДж/кг. Остальные приведенные в табл. 8-1 значения определялись по приближенной формуле

$$(\alpha/c_p)_0 = 0{,}132\sqrt{p_e/R},$$

обеспечивающей начальное значение коэффициента теплообмена при указанных выше параметрах (при этом предполагалось, что коэффициент теплообмена не зависит от энтальпии заторможенного потока).

Влияние вдува паров на тепло- и массоперенос в пограничном слое учитывалось с помощью линейного приближения с постоянным коэффициентом пропорциональности

$$\alpha/c_p)_w = (\alpha/c_p)_0 - \gamma G_w$$

(для ламинарного пограничного слоя $\gamma=0{,}6$). Оценка величины силы трения производилась через аналогию Рейнольдса

$$\frac{d\tau_w}{dx} \approx (\alpha/c_p)_w \, 1{,}7 \left(\frac{du_e}{dx}\right),$$

причем градиент скорости du_e/dx зависел только от R и I_e. Распределение давления при обтекании полусферического тела задавалось в ньютоновском приближении

$$p(x) = p_e \cos^2 \frac{x}{R},$$

где x — продольная координата.

Результирующие характеристики разрушения стеклообразных материалов являются итогом действия двух в известной мере взаимно противоположных процессов: с одной стороны, аэродинамические силы стремятся сдуть пленку расплава, с другой — рост теплового потока ведет к перегреву внешней поверхности пленки выше температур размягчения, т. е. пленка утолщается. Если бы интенсивности этих двух процессов были независимыми, то едва ли можно было говорить о каких-либо закономерностях разрушения. В действительности аэродинамическое трение и теплообмен связаны аналогией Рейнольдса и пропорциональны градиенту скорости во внешнем потоке (du_e/dx). Градиент давления также пропорционален (du_e/dx). При переходе от ламинарного режима течения к турбулентному зависимость градиента давления от градиента скорости остается той же, а соотношение между коэффициентом теплообмена (а тем самым и силами аэродинамического трения) и (du_e/dx) становится иным.

Сдвигающие силы (трение и градиент давления) в целом слабее возрастают с изменением режима течения в пограничном слое, чем коэффициент теплообмена, поэтому и оказывается, что степень газификации материала при турбулентном режиме течения несколько выше.

Анализ основных закономерностей разрушения стеклообразных материалов проще начать со случая сублимации, когда пленка расплава не образуется совсем. Результаты численных расчетов, представленные на рис. 8-13, *а*, *б*, показывают, что процесс неравновесного испарения (сублимации) может быть рассчитан простыми инженерными методами. Безразмерная скорость испарения $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$ зависит только от энтальпии торможения потока I_e и практически не зависит от коэффициента $(\alpha/c_p)_0$. Лишь в области малых давлений на скорость испарения начинают влиять неравновесность процесса и отвод тепла с поверхности излучением — $\varepsilon\sigma T_w^4$.

В рассматриваемом нами квазистационарном режиме разрушения достаточно просто определяется и температура испаряющейся поверхности T_w. Начиная с $I_e \geqslant 10\,000$ кДж/кг, практически независимо от величины $(\alpha/c_p)_0$, она полностью определяется давлением торможения

p_e: изменение p_e с 10^3 до 10^6 Па приводит к увеличению температуры сублимирующей поверхности с 2400 до 3400 К.

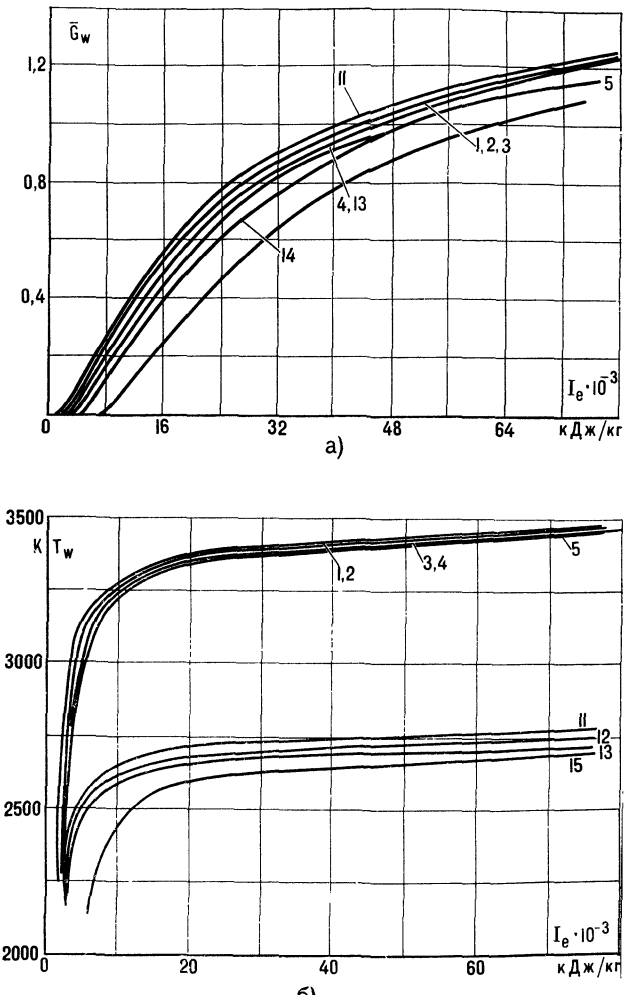
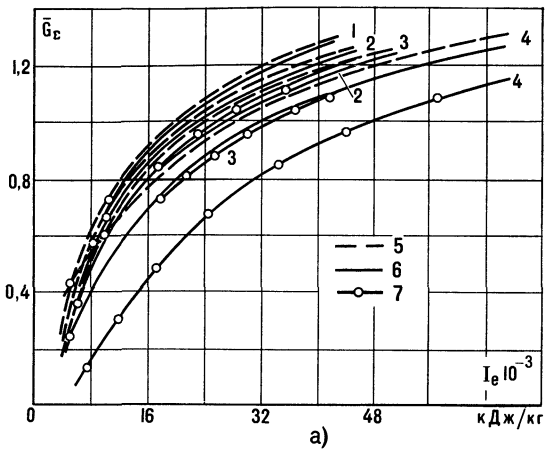


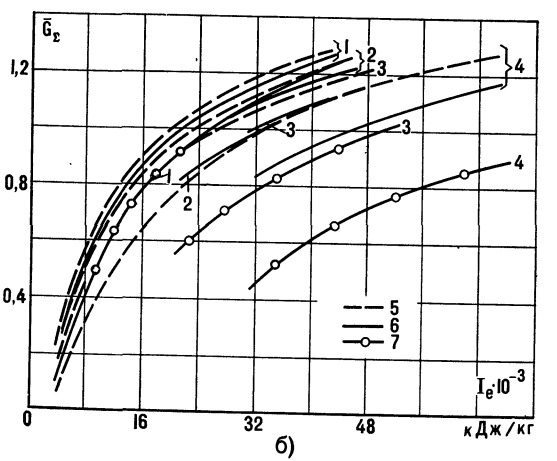
Рис. 8-13. Влияние условий обтекания на характеристики сублимации стеклообразного материала (числа у кривых соответствуют вариантам табл. 8-1).

Общий характер отмеченных закономерностей при разрушении и, в частности, слабая зависимость безразмерной скорости разрушения и температуры поверхности от коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, а следовательно, и от размеров тела сохраняется также и при наличии на поверхности расплавленной пленки.

Учитывая большие расхождения в теплофизических свойствах стеклообразных материалов, а также неточность их измерений даже для кварцевого стекла, целесообразно на первом этапе анализа ограничиться некоторыми заданными значениями физических параметров, а затем



а)



б)

Рис. 8-14. Влияние энтальпии I_e и давления торможения p_e на безразмерную скорость оплавления $\bar{G}_\Sigma$ стеклообразного материала при различной степени черноты поверхности ε.

а — R=0,007 м; *б* — R=0,05 м; *1* — $p_e = 10^6$ Па; *2* — 10^5; *3* — 10^4; *4* — 10^3; *5* — ε=0,1; *6* — ε=0,3; *7* — ε=0,9.

их проварьировать. Примем следующие значения констант в законе изменения вязкости с температурой (см. рис. П-IV-28):

$$\mu_2 = \exp\left(\frac{61\,000}{T_\omega} - 18{,}94\right), \text{ кг·с/м}^2. \qquad (8\text{-}25)$$

Как показали описанные выше расчеты, при определении параметров оплавления коэффициент теплопроводности нужно брать при температуре, близкой к температуре внешней поверхности, тогда как для плотности и теплоемкости могут быть взяты их среднеинтегральные значения в интервале температур от T_w до T_0. Ориентируясь на кварцевое стекло, примем в последующих расчетах:

$$\lambda_1 = 3 \cdot 10^{-3}\ \text{кВт/(м·К)}, \quad c = 1{,}4\ \text{кДж/(кг·К)}, \quad \rho = 2200\ \text{кг/м}^3. \qquad (8\text{-}26$$

На рис. 8-14—8-18 представлены основные характеристики разрушения стеклообразного материала в широком интервале параметров набегающего потока.

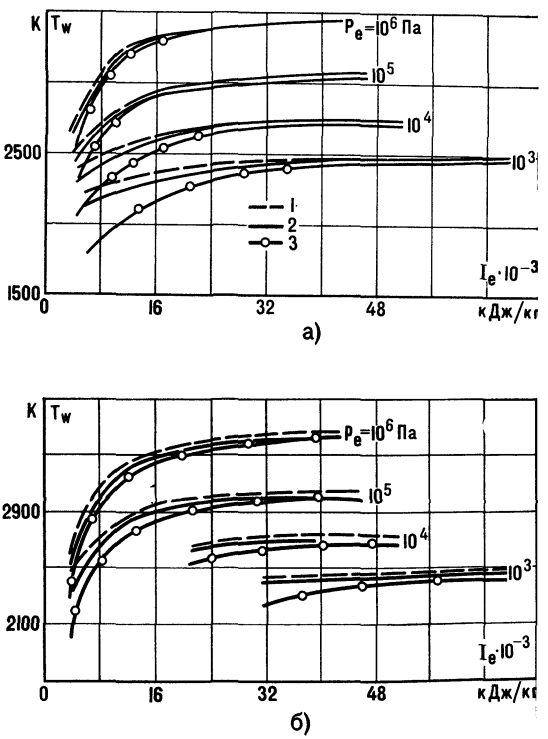


Рис. 8-15. Зависимость температуры поверхности T_w от параметров набегающего потока (при различной степени черноты поверхности ε).

а — R=0,007 м; *б* — R=0,05 м; *1* — ε=0,1; *2* — ε=0,3; *3* — ε=0,9.

Для каждого давления p_e на рисунках приведены три кривые, соответствующие трем возможным значениям степени черноты поверхности материала ε. Из-за излучения с внешней поверхности пространственно-временное подобие, как отмечалось в § 8-1, нарушается. Если отношение лучистого потока $\varepsilon\sigma T_w^4$ к конвективному $(\alpha/c_p)_0(I_e - I_w)$ остается

неизменным, то скорость разрушения также должна оставаться постоянной. Эти рассуждения, а также приведенные на рис. 8-14, *а*, *б* результаты расчетов позволяют понять, почему увеличение размера тела приводит к уменьшению $\bar{G}_\Sigma = (\rho_0 v_\infty)/(\alpha/p_p)_0$.

Как и в случае сублимации, безразмерная скорость оплавления прежде всего зависит от энтальпии торможения I_e, тогда как температура внешней поверхности пленки расплава практически является функцией только давления p_e.

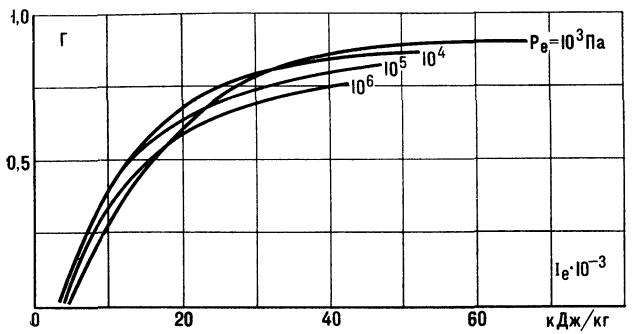


Рис. 8-16. Влияние энтальпии I_e и давления торможения p_e на долю испарения кварцевого стекла $\Gamma = G_w/G_\Sigma$ при оплавлении окрестности точки торможения затупленного тела с радиусом кривизны R=0,007 м.

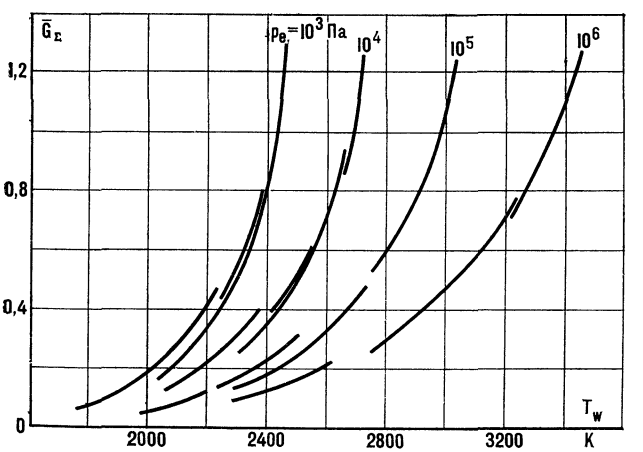


Рис. 8-17. Зависимость безразмерной скорости оплавления кварцевого стекла $\bar{G}_\Sigma$ от температуры поверхности T_w и давления торможения p_e при разрушении окрестности точки торможения затупленного тела.

В зависимости параметров оплавления стеклообразных материалов от условий обтекания можно четко выделить три характерных диапазона. Первый охватывает область малых энтальпий заторможенного потока $I_e < 8000$ кДж/кг. В ней интенсивность разрушения определяется в основном вязкостью расплава, а основную роль в тепловом балансе

играют теплоемкость прогретого слоя $c(T_w - T_0)$ и излучение с внешней поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$. Поскольку излучение является основным стоком тепла, то это предопределяет резкий рост температуры поверхности при увеличении I_e или p_e. Характерно также значительное влияние на $\bar{G}_\Sigma$ и T_w степени черноты ε.

Вторая область ограничена энтальпиями торможения ~ 8000—40 000 кДж/кг. Быстрый рост доли испарения $\Gamma = G_w/G_\Sigma$ приводит к тому, что на первое место в балансе тепла выходят поверхностные физико-химические процессы. Очевидно, что в данном случае должен сказаться химический состав различных стеклопластиков.

И наконец, третий диапазон начинается примерно с $I_e > 40\,000$ кДж/кг, когда эффективная энтальпия определяется прежде всего тепловым эффектом вдува. Указанная граница, конечно, условна, поскольку стабилизация доли испарения у различных марок стеклообразных материалов, отличающихся законом изменения вязкости или коэффициентом теплопроводности, может наступить как раньше, так и позже указанного значения энтальпии торможения. Важно отметить, что в указанном диапазоне наклон зависимости эффективной энтальпии от энтальпии торможения I_e полностью определяется тепловым эффектом вдува. Этот наклон остается постоянным до тех пор, пока справедлива линейная аппроксимация зависимости теплового потока от скорости испарения, и становится переменным, когда указанной аппроксимацией пользоваться нельзя (см. гл. 4). Очевидно, что значительного увеличения эффективности разрушения при столь высоких энтальпиях торможения можно добиться лишь за счет создания покрытий с очень малыми молекулярными массами образующихся газообразных компонент.

Одной из основных задач проведенных расчетов является определение возможной доли расплавленной фазы при разрушении стеклопластиков (рис. 8-16). Интересно заметить, что коэффициент газификации $\Gamma = G_w/G_\Sigma$ сравнительно слабо зависит от давления набегающего потока p_e, в то же время он резко возрастает с увеличением температуры или энтальпии торможения. Таким образом, стеклообразные материалы из класса плавящихся, а потому и малоэффективных, теплозащитных материалов переходят в класс сублимирующих покрытий уже при достижении температуры в потоке порядка 10 000 К. Забегая вперед, отметим, что в случае полупрозрачных материалов зависимость Γ от I_e оказывается более сложной, при малых давлениях p_e она даже не является монотонной.

На рис. 8-17 приведена зависимость суммарной скорости оплавления $\bar{G}_\Sigma$ от температуры поверхности T_w для всех рассмотренных вариантов. Помимо температуры, эта скорость зависит от давления и является основной расчетной величиной при определении параметров нестационарного разрушения стеклообразных материалов, когда теряет смысл понятие эффективной энтальпии (гл. 5).

На рис. 8-18 иллюстрируется влияние закона изменения вязкости на эффективную энтальпию разрушения. Расчеты проводились при $\mu=\mu_2$, определяемой по уравнению (8-25), и при $\mu=\mu_1$, рассчитываемой по следующей формуле:

$$\mu_1 = \exp\left(\frac{68\,800}{T_w} - 24{,}59\right), \text{ кг}\cdot\text{с/м}^2. \qquad (8\text{-}27)$$

Обе указанные аппроксимации выбраны неслучайно: они ограничивают сверху и снизу поле экспериментальных точек для оптического кварцевого стекла (рис. П-IV-28). Что касается других теплофизических параметров, то пока они сохраняются теми же, что и в (8-26).

Обращает на себя внимание не только резкое уменьшение $I_{эфф}$ при переходе от аппроксимации (8-25) к (8-27), но и то обстоятельство, что она стала заметно реагировать на изменение давления p_e. В первом случае процесс разрушения определялся тепловым воздействием набегающего потока (силы вязкости были в состоянии удерживать расплав от сдувания), во втором мы имеем дело с преобладающим влиянием силового фактора, т. е. сносом пленки.

В заключение этого параграфа приведем результаты расчетов параметров оплавления при различных сочетаниях вязкости и теплопроводности расплава при постоянном давлении $p_e=10^5$ Па и $R=0{,}007$ м. В качестве нижней границы для коэффициента теплопроводности стек-

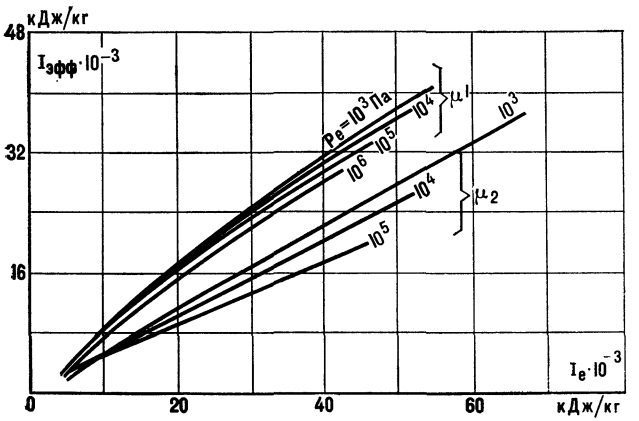


Рис. 8-18. Зависимость эффективной энтальпии $I_{эфф}=\dfrac{q_0-\varepsilon\sigma T_w^4}{G_\Sigma}$ от энтальпии торможения I_e при различных законах изменения вязкости расплава $\mu(T)$ с температурой. $R=0{,}007$ м, $\varepsilon=0{,}3$.

$$\mu_1 = \exp\left(\frac{61\,000}{T_w} - 18{,}94\right)$$

$$\mu_2 = \exp\left(\frac{68\,800}{T_w} - 24{,}59\right)$$

лообразных материалов примем (рис. П-IV-11):

$$\lambda_2 = 0{,}5\cdot10^{-3} \text{ кВт/(м}\cdot\text{К)}, \qquad (8\text{-}28)$$

которая близка к теплопроводности спеченных зернистых материалов при высоких температурах.

Результаты расчетов (рис. 8-19—8-22) показывают, что изменени коэффициента теплопроводности расплава в 6 раз оказывает боле сильное влияние на параметры разрушения, чем изменение вязкост от μ_2 до μ_1 согласно уравнениям (8-25) и (8-27). Следующие пары теп лофизических свойств (μ_2, λ_2) и (μ_1, λ_1) дают соответственно верхнюю и нижнюю границу эффективной энтальпии $I_{эфф}$ расплавленного стекла При этом в первом случае параметры разрушения практически не отли чаются от результатов расчета для случая чистой сублимации кварце

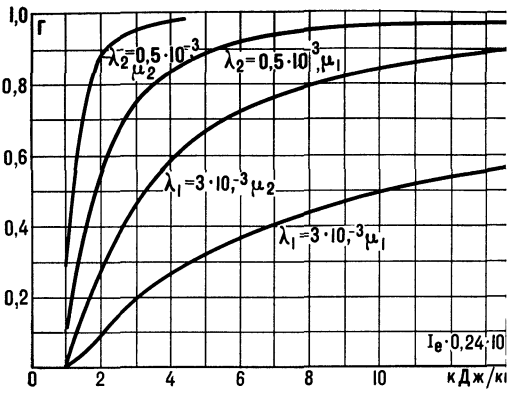


Рис. 8-19. Влияние теплопроводности расплава λ и энтальпии торможения набегающего потока воздуха I_e на коэффициент газификации Γ при оплавлении окрестности точки торможения затупленного тела.

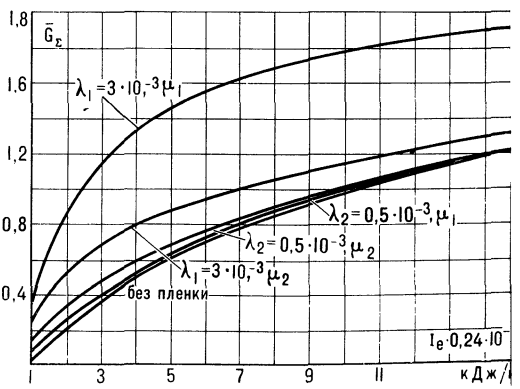


Рис. 8-20. Зависимость безразмерной скорости уноса стеклопластика G_Σ от энтальпии набегающего потока I_e [λ — в кВт/(м·К)].

вого стекла во всем диапазоне энтальпий заторможенного потока I Полученные данные позволяют не только объяснить разброс экспе риментальных точек для различных типов стеклообразных материало но и найти пути совершенствования этого класса теплозащитных по крытий в заданном направлении.

Так из всех материалов на основе кварцевого стекла самую низкую эффективность разрушения должно иметь оптически прозрачное кварцевое стекло. Это связано с существенной прозрачностью последнего по отношению к инфракрасному (тепловому) излучению, что приводит к увеличению глубины прогрева, более пологому температурному распределению в пленке расплава, или, в конечном итоге, к бо́льшему эффективному коэффициенту теплопроводности. Конечно, влияние полу-

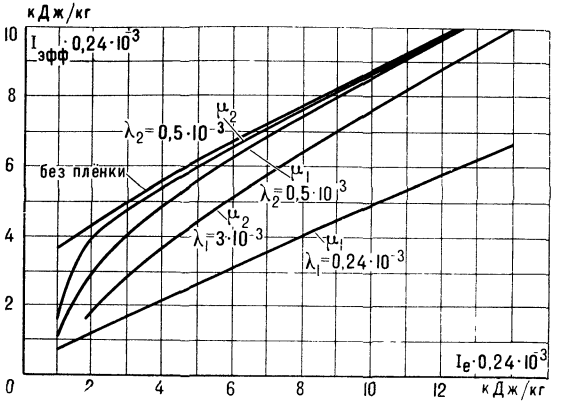


Рис. 8-21. Зависимость эффективной энтальпии стеклопластика $I_{эфф}$ от энтальпии набегающего потока I_e [λ — в кВт/(м · К)].

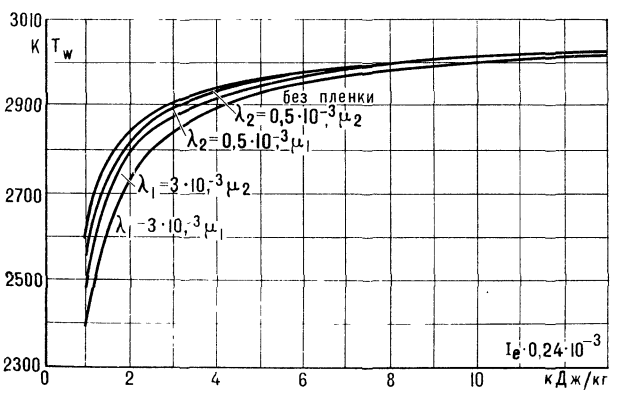


Рис. 8-22. Зависимость температуры поверхности T_w от энтальпии набегающего потока I_e [λ — в кВт/(м·К)].

прозрачности на скорость разрушения требует специального рассмотрениз (см. ниже), но существо проблемы видно и на представленных рисунках. Достаточно зачернить кварцевое стекло или получить его методом спекания из мельчайших частиц, чтобы повысить эффективную энтальпию разрушения по сравнению с оптически прозрачным стеклом.

Приближенные методы расчета параметров разрушения стеклообразных материало

Цель данного параграфа описать существующие приближенные ме тоды расчета процесса оплавления, в том числе и те, которые примени мы к нестационарным и неавтомодельным режимам разрушения.

Для стеклообразных материалов характерна экспоненциальная за висимость вязкости от температуры, в результате четкая граница меж ду жидкой и твердой фазой отсутствует. Условная толщина и скорост течения расплавленной пленки определяются, помимо вязкости, величи ной сдвигающих напряжений (поверхностным трением и градиенто давления). Как показано в гл. 3, при действии теплового потока на ве щество с заданной температурой плавления сначала устанавливаетс температура поверхности и лишь спустя некоторое время квазистацио нарный режим разрушения.

Однако оставался неясным вопрос, можно ли применять такую упро щенную модель к анализу нестационарного оплавления стеклообразны материалов.

С этой целью были проведены численные расчеты, в которых вмест действительного распределения нормальной составляющей скорост течения пленки расплава $v(\tau, y)$ использовались различные постоян ные по толщине пленки значения $v(\tau)$. Вначале это постоянное значе ние $v(\tau)$ выбиралось равным действительному значению $v(\tau, y)$ пр $y \to \infty$, т. е. проводилось «спрямление» профиля.

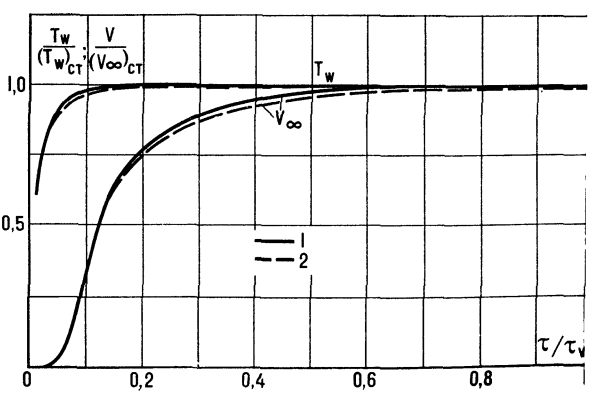


Рис. 8-23. Установление параметров разрушения при расчетах по точной (*1*) и приближенной без учета течения пленки (*2*) методикам.

Результаты расчетов и их сравнение с точным решением показали что процесс установления квазистационарного режима разрушения оп ределяется не характером течения в пленке расплава, а в основно определяется распределением температуры внутри твердого тела с под вижной внешней границей (рис. 8-23).

Тем самым появились предпосылки для разработки инженерного метода расчета оплавления стеклообразных материалов. Скорость оплавления определяется по температуре поверхности T_w в квазистационарном приближении. В то же время сама T_w рассчитывается с помощью нестационарного уравнения переноса тепла в конденсированной фазе. Многократная проверка подтвердила высокую эффективность данного метода расчета и позволила обобщить его на случай нестационарного разрушения других классов теплозащитных материалов, в том числе и композиционных, т. е. при расчетах неустановившегося режима разрушения можно использовать формулы для скорости квазистационарного разрушения $\bar{G}_\Sigma(T_w)$, определяя последнюю по температуре поверхности T_w и внешним параметрам обтекания реального покрытия в рассматриваемый момент времени [коэффициенту теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, давлению p_e, сдвигающим напряжениям потока $(\tau_w, dp_e/dx)$ и т. д.].

Заметим, что получение квазистационарной зависимости $\bar{G}_\Sigma^{\text{кт}}(T_w)$ является неизмеримо более простой задачей, поскольку в этом случае нет необходимости интегрировать дифференциальное уравнение в частных производных (уравнение теплопроводности или в общем случае уравнение сохранения энергии в конденсированной фазе). Тем самым исключается влияние предыстории нагрева на конечный результат, а из числа определяющих параметров выпадает коэффициент теплопроводности твердой фазы. Тепловой поток, идущий на нагрев исходного материала от начальной температуры T_0 до температуры поверхности T_w, записывается в следующем виде:

$$q_{\text{вн}} = \left[\int_{T_0}^{T_w} c\, dT + \sum_{i=1}^{n} Q_i \right] (\rho_0 \bar{v}_\infty). \tag{8-29}$$

При этом можно считать, что все тепловые эффекты, связанные с внутренними физико-химическими превращениями, происходят на внешней поверхности.

Важной особенностью квазистационарного разрушения является также то, что скорости подачи всех продуктов разрушения к поверхности равны, поэтому массовые расходы отдельных компонент пропорциональны их массовым долям φ_i в исходном материале.

Остановимся теперь на выводе приближенной зависимости, связывающей скорость оплавления с температурой поверхности $G_\Sigma(T_w)$. Уравнение сохранения количества движения (8-2) допускает решение в квадратурах для продольной составляющей скорости пленки

$$u(x, y, \tau) = -\tau_w(x, \tau) \int_\infty^y \frac{dy}{\mu(T)} + p_x(x, \tau) \int_\infty^y \frac{y\,dy}{\mu(T)}. \tag{8-30}$$

При этом используется граничное условие (8-4) для скорости
Символом p_x в дальнейшем будет обозначаться не только градиен
давления (dp_e/dx), но и касательная составляющая инерционной сил
F_x. Получить аналитическое решение уравнения (8-30) невозможн
пока вязкость $\mu(T)$ не будет выражена явным образом через перемен
ные (x, y, τ).

Известно, что у стеклообразных расплавов зависимость вязкости
температуры в общем виде можно аппроксимировать следующей экспо
ненциальной зависимостью от обратной температуры:

$$\mu(T) = \exp\left(\frac{\alpha}{T} + \beta\right), \qquad (8\text{-}3$$

где α и β — константы, зависящие от вида стекла.

Предположим, что справедливы два различных представления зако
на изменения μ в пленке: в виде степенной зависимости от темпера
туры, аппроксимирующей соотношение (8-31),

$$\mu/\mu_w = [(T - T_0)/(T_w - T_0)]^{-n} \qquad (8\text{-}32)$$

и в виде экспоненциальной функции от координаты y

$$\mu/\mu_w = \exp(y/\delta). \qquad (8\text{-}33)$$

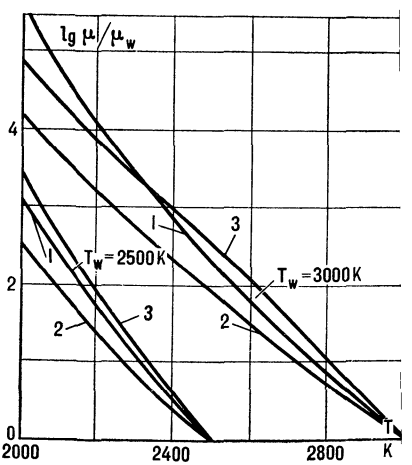
Приведенная толщина пленки δ (означающая глубину, на которой вязкость увеличивается в e раз) может быть функцией продольной координаты x. Показатель степени n в (8-32) предполагается зависящим от температуры поверхности T_w. В частности, зависимость $n(T_w)$ можно подобрать, исходя из требования равенства не только самих значений вязкости μ_w, рассчитанных по (8-31) и (8-32) при температуре поверхности, но и их производных по температуре:

$$n = n_0 = \frac{\alpha}{T_w}\left(1 - \frac{T_0}{T_w}\right).$$

Рис. 8-24. Сравнение различных аппрокси маций для вязкости расплава кварца.

1 — зависимость $\mu(T) = \exp\left(\frac{\alpha}{T_w} + \beta\right)$

2, 3 — степенные аппроксимации по фо муле (8-32) при $n = \alpha/T_w(1 - T_0/T_w)$ и $n = \alpha/T_w$ соответственно.



Однако экспонента является более сильной функцией, чем степенна зависимость, поэтому при совпадении в точке $T = T_w$ приближенный за кон при меньших температурах всегда дает заниженное значение вязко сти. Соответственно приближенное значение скорости уноса масс должно оказаться выше истинного, причем тем значительнее, чем боль

ше перепад температур в пленке расплава. Поэтому в расчетах используется еще одна зависимость для n:

$$n = n_1 = \alpha/T_w,$$

которая определяет секущую, а не касательную к действительному распределению вязкости от температуры (рис. 8-24).

Сопоставляя соотношения (8-32) и (8-33), нетрудно получить из распределения вязкости выражение для профиля температуры в пленке расплава:

$$(T - T_0)/(T_w - T_0) = \exp(-y/\delta n).$$

Подставляя полученную температуру в уравнение (8-4), можно определить приведенную толщину пленки:

$$\delta = \lambda (T_w - T_0)/(n q_{вн}),$$

где согласно уравнению (8-4)

$$q_{вн} = (\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4,$$

Таким образом, все параметры приближенных аппроксимаций определены через внешние и внутренние характеристики задачи и можно продолжить интегрирование уравнения течения пленки расплава. Подставляя выражение (8-33) в (8-30), получаем следующий профиль скорости:

$$u(x, y, \tau) = \mu_w^{-1} \{\tau_w \delta - p_x \delta^2 [(y/\delta) + 1]\} \exp\left(-\frac{y}{\delta}\right). \qquad (8\text{-}34)$$

В конце концов с помощью уравнений (8-1) и (8-34) получим основное соотношение, определяющее унос массы в расплавленном виде,

$$G_\Sigma = \rho_0 v_\infty = G_w + \frac{1}{r(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{2 p_x r \delta^3}{\mu_w} - \frac{\tau_w r \delta^2}{\mu_w}\right]. \qquad (8\text{-}35)$$

Это уравнение дает искомую связь скорости уноса массы G_Σ с температурой поверхности T_w, которая проявляется в данном случае через вязкость расплава μ_w и толщину пленки δ.

Для оценки точности приближенного уравнения (8-35) рассмотрим оплавление стеклообразного материала в окрестности точки торможения. В этом случае вследствие симметрии течения справедливы соотношения (8-5), позволяющие преобразовать уравнение (8-35) в формулу

$$G_\Sigma = G_w + \frac{2\rho\delta^2}{\mu_w} \left[\frac{d\tau_w}{dx} - 2\delta \frac{d^2 p_e}{dx^2}\right]. \qquad (8\text{-}36)$$

В этом уравнении $(d\tau_w/dx)$ и (d^2p_e/dx^2) согласно (8-5) не зависят от координаты x, поэтому при заданных форме и размерах тела, энтальпии и давлении заторможенного потока, а также при известной температуре поверхности T_w формула (8-36) представляет собой простое алгебраическое соотношение.

Как видим, задача свелась к определению температуры поверхности, которая в общем случае рассчитывается с помощью дифференциального уравнения переноса тепла в конденсированной фазе типа (8-3), но при значительных упрощениях относительно компонент скорости течения

$$u = 0; \quad v = v_\infty = \frac{G_\Sigma}{\rho}.$$

При квазистационарном разрушении задача сводится к равенству входящего в тело и поглощенного внутренними слоями тепловых потоков

$$q_{\text{вн}} = G_\Sigma c\,(T_w - T_0),$$

откуда и получаем искомое соотношение для температуры поверхности

$$T_w = T_0 + \left[(\alpha/c_p)_w\,(I_e - I_w) - G_w\,\Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4\right]/(cG_\Sigma), \tag{8-37}$$

причем коэффициент теплообмена $(\alpha/c_p)_w$ должен учитывать вдув пара G_w, а скорость испарения G_w и тепловой эффект поверхностных процессов ΔQ_w, как было показано в § 8-2, могут быть представлены в виде функций температуры поверхности и параметров набегающего газового потока: p_e, $(\alpha/c_p)_0$ и т. д. Как видим, для температуры T_w получено нелинейное уравнение, которое, однако, легко решается методом последовательных приближений.

Соотношение (8-37) не учитывает то обстоятельство, что часть пленки расплава уносится при температуре, меньшей, чем температура поверхности T_w. Иными словами, приближенная методика расчета заменяет оплавление стеклообразного материала некоторым «эффективным» процессом разрушения кристаллического вещества, у которого перегрев пленки отсутствует, но тем не менее часть вещества испаряется, а «температура плавления» T_w может изменяться в соответствии с параметрами набегающего потока газа.

При расчетах на электронно-вычислительных машинах нетрудно найти второе приближение для T_w с учетом поправки ξ_1 в тепловом балансе на неполноту нагрева расплавленного вещества. Подставим полученные ранее профили составляющих скорости u и v в уравнение (8-3), что позволит уточнить тепловой баланс на разрушающейся поверхности. В итоге получаем следующее выражение для температуры

$$T_w = T_0 + \left[(\alpha/c_p)_w\,(I_e - I_w) - G_w\,\Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4 - \right.$$
$$\left. - \xi_1 cG_\Sigma\,(T_w - T_0)\right]/(cG_\Sigma). \tag{8-38}$$

В общем случае поправка ξ_1 определяется как

$$\xi_1 = -\frac{\rho\delta^2\tau_w}{G_\Sigma \mu_w}\left[\frac{\left(\frac{\partial T_w}{\partial x}\right)}{T_w}\left(1-\frac{2\frac{dp_e}{dx}\delta}{\tau_w}\right)\right]+$$

$$+\frac{\rho}{nrG_\Sigma}\frac{d}{dx}\left[r\frac{\delta^2\tau_w}{\mu_w}\left(\frac{3\frac{dp_e}{dx}\delta}{\tau_w}-1\right)\right]. \qquad (8\text{-}39)$$

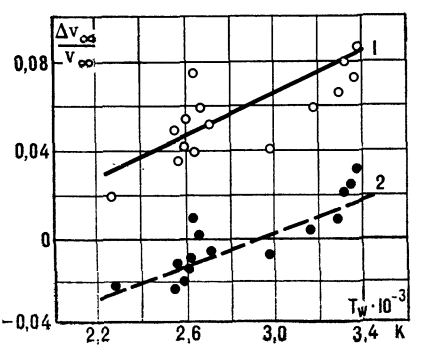
Для окрестности точки торможения с учетом (8-5) имеем:

$$\xi_1 = -\frac{2\rho\delta^2}{G_\Sigma \mu_w n}\left(3\frac{d^2p_e}{dx^2}\delta-\frac{d\tau_w}{dx}\right);\quad \xi_1 < 0. \qquad (8\text{-}40)$$

Применительно к стеклам типа кварцевого расчеты показали достаточно малое отличие температур, рассчитанных по приближенной (8-37) и более точной (8-38) формулам, т. е. поправка ξ_1, обычно не превышающая 0,01—0,02, не оказывает существенного воздействия на температуру пленки расплава. Хотя учет поправки ξ_1 дает изменение температуры поверхности всего на несколько десятков градусов, скорость уноса при этом меняется значительно сильнее вследствие экспоненциальной зависимости вязкости от температуры. Заметим, что при постоянной вязкости расплава и, следовательно, линейных профилях скорости u, а также температуры T величина ξ_1 составила бы около 0,4.

Рис. 8-25. Сравнение точного и приближенного решения по величине скорости оплавления.

$1-n_0=\frac{\alpha}{T_w}\left(1-\frac{T_0}{T_w}\right)$; $2-n_1=\alpha/T_w$.



Результаты сравнения приближенного и точного численных методов расчета приведены на рис. 8-25. Использование в качестве показателя степени в зависимости вязкости от температуры n_0 обусловливает систематическую погрешность расчетов по приближенной методике до 10%; замена его на n_1 позволяет снизить ошибку расчета до ±3%. Отсюда следует, что аппроксимация закона изменения вязкости экспонентой от координаты оказалась удачной, а ее уточнение дает практически идеальные результаты. Как и предполагалось, в случае малых перепадов температур в пленке использование в расчетах показателя степени n_1 приводит к завышению коэффициента вязкости (см. рис. 8-24), а сле-

довательно, к занижению скорости оплавления, и наоборот, при больших перепадах температур, когда действительное распределение вязкости проходит в основном выше рассчитанного по степенному закону, приближенный метод дает завышенную скорость уноса (рис. 8-25).

Итак, спрямление профиля скорости пленки расплава $v(y)$ приводило к систематическому занижению скорости уноса массы G_Σ на 1—2%, тогда как замена реальной зависимости вязкости от температуры степенной с показателем n_1 может как завышать, так и занижать скорость разрушения на ту же величину.

Все полученные выводы относительно приближенного решения нестационарной задачи оплавления остаются справедливыми и в том случае, когда для расчета скорости уноса массы использовано соотношение (8-36). Это объясняется высокой степенью точности расчетов по этой формуле при заданной температуре T_w.

Описанная выше схематическая модель оплавления может быть распространена и на двумерную задачу, например, на случай растекания расплава по боковой поверхности затупленного тела. При этом приходится учитывать не только локальные параметры теплообмена и аэродинамического воздействия, но и принимать во внимание всю предысторию образования пленки расплава.

В частности, может оказаться, что скорость испарения в данной точке превышает местную скорость образования расплава, т. е. разрушение частично осуществляется за счет принесенной массы. В этих случаях важно установить, насколько далеко на боковую поверхность может затечь расплав.

Внешний вид стеклообразного материала, помещенного в высокотемпературный поток газа, приведен на цветной вкладке. Подобно оплывающей свечке, этот материал принимает при разрушении характерную «грибообразную» форму, причем чем выше вязкость расплава, тем сильнее «шляпка гриба» выступает над боковой поверхностью образца.

С математической точки зрения положение осложняется тем, что наличие течения расплавленной массы нарушает одномерность задачи распространения тепла, несмотря на то что толщина расплавленной пленки приблизительно в 20—25 раз меньше глубины прогрева.

Можно предложить простую расчетную схему, позволяющую найти характеристики оплавления для осесимметричного затупленного тела.

Начало расчета совмещается с точкой торможения, где справедливо приближенное решение, которое позволяет по формулам (8-36), (8-38) и (8-40) установить величины температуры поверхности T_w и скорости уноса массы G_Σ в первой точке. Значение температуры поверхности в каждой следующей точке поверхности тела (вдоль по образующей) $T_w(x+\Delta x)$ может быть связано с величиной температуры $T_w(x)$ в предыдущей точке с помощью явной конечно разностной схемы: $T_w(x+\Delta x) = T_w(x)+T_{w,x}\Delta x$, где Δx — расстояние между точками.

Приращение или продольный градиент температуры $T_{w,x}(x)$ описывается уравнением (8-3), в которое подставлены величины всех определя-

ющих параметров на предыдущем шаге интегрирования. Опуская промежуточные выкладки, выпишем лишь конечный результат, который справедлив постольку, поскольку можно принять допущения приближенной методики, описанной выше [в частности, справедливость экспоненциального представления вязкости расплава в виде (8-33)]. Градиент температуры $T_{w,x}$ оказывается равным следующей величине:

$$T_{w,x} = \frac{C - \left(A_1 + \frac{1}{n} A_2\right)}{D + B_1 + \frac{1}{n} B_2}.$$

Входящие в нее слагаемые, определяемые из уравнений (8-35), (8-38) и (8-39), записываются следующим образом:

$$C = \frac{q_{вн} - c(T_w - T_0) G_w}{\rho c (T_w - T_0)} \frac{\mu_w}{\delta^2 \tau_w};$$

$$D = \frac{1}{(T_w - T_0)} \left(1 - \frac{2p_{e,x}\delta}{\tau_w}\right);$$

$$A_1 = \left(1 - \frac{2p_{e,x}\delta}{\tau_w}\right)\left(\frac{r_x}{r} + 2N\right) + S - 2\left(\frac{p_{e,x,x}\delta}{\tau_w} + \frac{p_{e,x}\delta}{\tau_w} N\right);$$

$$A_2 = \left(\frac{3p_{e,x}\delta}{\tau_w} - 1\right)\left(\frac{r_x}{r} + 2N\right) - S + 3\left(\frac{p_{e,x,x}\delta}{\tau_w} + \frac{p_{e,x}\delta}{\tau_w} N\right);$$

$$B_1 = \left(1 - \frac{2p_{e,x}\delta}{\tau_w}\right) V + U - 2\frac{p_{e,x}\delta}{\tau_w} M;$$

$$B_2 = \left(\frac{3p_{e,x}\delta}{\tau_w} - 1\right) V - U + 3\frac{p_{e,x}\delta}{\tau_w} M.$$

При этом

$$N = \frac{\Delta Q_w K - [(\alpha/c_p)_{0x} - \gamma K](I_e - I_w) - (\alpha/c_p)_w I_{e,x}}{q_{вн}};$$

$$M = \frac{\Delta Q_w L + \gamma L (I_e - I_w) + (\alpha/c_p)_w I_{w,T} + \frac{q_{вн}}{T_w - T_0} + \frac{q_{вн}}{T_w} + 4\varepsilon\sigma T_w^3}{q_{вн}};$$

$$K = G_w \left[\frac{(\alpha/c_p)_{0,x}}{(\alpha/c_p)_0} - \frac{M_\Sigma p_{e,x}}{(\gamma - \overline{M}_v) p_v + M_\Sigma p_e}\right];$$

$$L = \frac{G_w p_{vT}}{p_v} \frac{p_e M_\Sigma}{(\gamma - \overline{M}_v) p_v + M_\Sigma p_e};$$

$$S = \frac{\tau_{w,0x}}{\tau_{w,0}} + \frac{(\alpha/c_p)_{0,x} - \gamma K}{(\alpha/c_p)_w};$$

$$U = -\frac{\gamma L}{(\alpha/c_p)_w}; \quad V = 2M - \frac{\mu_{wT}}{\mu_w}; \quad \overline{M}_v = \frac{M_v}{M_e}.$$

Индексы x и x,x обозначают первую и вторую призводные по продольной координате x, индекс T — производную по температуре, индекс e соответствует параметрам на внешней границе пограничного слоя, а w — на поверхности пленки, $r(x)$ — расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки, $\tau_w = \tau_{w,0}(\alpha/c_p)_w$, тепловой эффект вдува паров учтен в линейной постановке $(\alpha/c_p)_w = (\alpha/c_p)_0(1-\gamma\bar{G}_w)$.

Используя представленные соотношения, переходя от точки к точке, рассчитывают производную температуры поверхности T_{wx} и саму температуру T_w. Одновременно может быть определена и скорость уноса массы:

$$G_\Sigma = G_w + \rho(A_1 + B_1 T_{w,x}).$$

Приведенная схема расчета применима не только для боковой поверхности затупленного тела, но и для стенок сопла или цилиндрического канала. Необходимо только каким-либо независимым образом определить начальное значение температуры поверхности.

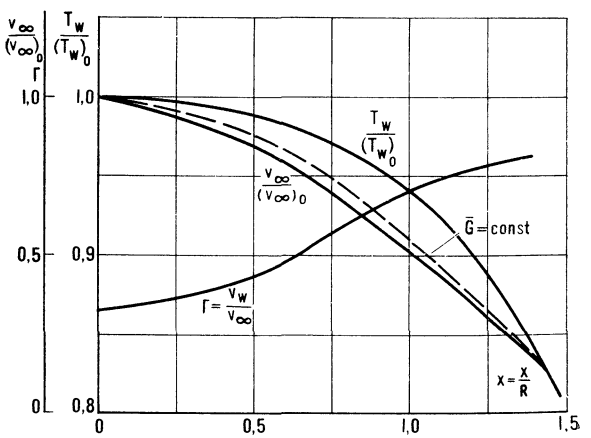


Рис. 8-26. Распределение параметров разрушения вдоль поверхности полусферического затупления радиуса R.

Индекс 0 относится к параметрам в точке торможения; $T_e = 6000$ К; $p_e = 10^4$ Па.

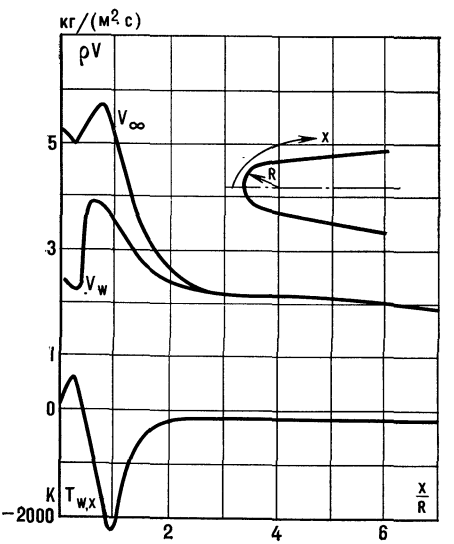
Приближения (8-36), (8-38) и (8-40) в данном случае могут оказаться несправедливыми потому, что они основаны на предположении о четности (симметрии) разложения всех скалярных функций относительно точки $x=0$. Приближенное соотношение для определения температуры поверхности и скорости уноса массы в начальном сечении сопла или ко-

нечном сечении камеры сгорания можно найти, полагая, что члены разложений, содержащие квадрат скорости газового потока, малы по сравнению с членами, в которые скорость входит в первой степени.

В заключение данного параграфа приведем результаты некоторых численных расчетов для течений пленки расплава. На рис. 8-26 приведены распределения скорости уноса массы и температуры поверхности при квазистационарном разрушении полусферического затупления. Интересно отметить быстрый рост доли испарения в общей унесенной массе вещества по мере приближения к боковой кромке тела. Важно также и то, что, несмотря на двумерный характер оплавления, влияние натекания пленки оказалось весьма умеренным: расчеты, проведенные в предположении постоянства безразмерной скорости уноса массы $\overline{G}_\Sigma = G_\Sigma/(\alpha/c_p)_0 = \text{const}$ (т. е. подобия распределения унесенной массы и теплового потока), достаточно хорошо совпадают с точными.

Таким образом, применительно к затупленным телам основная задача расчета состоит в том, чтобы определить, как далеко вдоль боковой поверхности будет происходить перетекание пленки и где сдвигающие усилия потока окажутся столь невелики, что весь унос будет происходить в газообразном виде, т. е. прекратится процесс оплавления. Конечно, ответ на этот вопрос существенно зависит от вязкости расплавленного стекла. В работе [Л. 8-2] приведены примеры расчетов для кварцевого стекла при различных условиях обтекания, в том числе и при смене режима течения в пограничном слое с ламинарного на турбулентный. Из рис. 8-27 видно, что расплавленная пленка практически не обладает инерцией: как только сдвигающие напряжения аэродинамического обтекания становятся малыми, течение расплава прекращается и двумерностью переноса тепла можно пренебречь. Действительно, градиент температуры вдоль поверхности при $x/R > 2$ уже не превышает 250 К/м. Однако даже максимальное отмеченное значение продольного градиента температуры $(\partial T_w/\partial x)$ не превысило 2% градиента температуры по толщине пленки $(\partial T/\partial y)_w$. Это подтверждает правильность представления вязкости в виде зависимости только от координаты y [уравнение (8-33)].

Рис. 8-27. Изменение параметров разрушения вдоль образующей затупленного конуса.



Особенности уноса массы полупрозрачных стеклообразных материалов

Пленка расплава даже у композиционных теплозащитных материалов является относительно упорядоченной средой. Если внутри самих твердых композиционных материалов перенос лучистой энергии происходит, вероятно, лишь внутри пор, то в пленке радиационный перенос может осуществляться непосредственно в конденсированной фазе. И хотя толщина пленки расплава не превышает, как правило, долей миллиметра, перенос тепла излучением оказывает влияние на всю картину разрушения.

Следует отметить, что как в теоретическом, так и в экспериментальном плане вопрос о лучистой теплопроводности полупрозрачных тел изучен еще очень слабо. Мы пока ничего не знаем о влиянии высоких температур или распределенных в теле неоднородностей в виде частичек других веществ или пузырьков газа на спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния. Поэтому в настоящее время возможны лишь некоторые параметрические оценки, дающие представление о степени влияния лучистого переноса в стеклах.

Большинство однородных стеклообразных материалов относится к полупрозрачным телам, это означает, что фотон, испущенный какой-либо частицей внутри тела, проходит определенное расстояние δ_R (среднюю длину свободного пробега), прежде чем он будет поглощен. В первом приближении величина δ_R связана с коэффициентами рассеяния α_s и поглощения α_A, отнесенными к единице длины, следующим соотношением [Л. 8-14]:

$$\delta_R^2 \sim \frac{1}{3\alpha_A(\alpha_A - \alpha_s)}.$$

Наличие примесей или включений, вероятно, должно сильно отразиться на оптических свойствах материала, особенно на коэффициенте рассеяния α_s. Поэтому попытаемся, пусть даже с помощью грубых предположений относительно распределения температур в теле, выяснить вопрос о том, к каким последствиям может привести неучет полупрозрачности.

Целесообразно выделить два предельных случая:

пленка расплава настолько тонка, что она полностью прозрачна для излучения, т. е. $\delta_R \gg \delta^{(+)}$;

теплообмен излучением не играет существенной роли в переносе тепла внутри пленки расплава — пленка непрозрачна, т. е. $\delta_R \ll \delta^{(-)}$.

Как показано в [Л. 8-9], в этих двух предельных случаях при определении скорости оплавления стеклообразного материала излучение учитывается введением в уравнение (8-36) эффективной толщины пленки расплава.

Действительно, скорость оплавления стеклообразных материалов в значительной мере определяется характером распределения темпера-

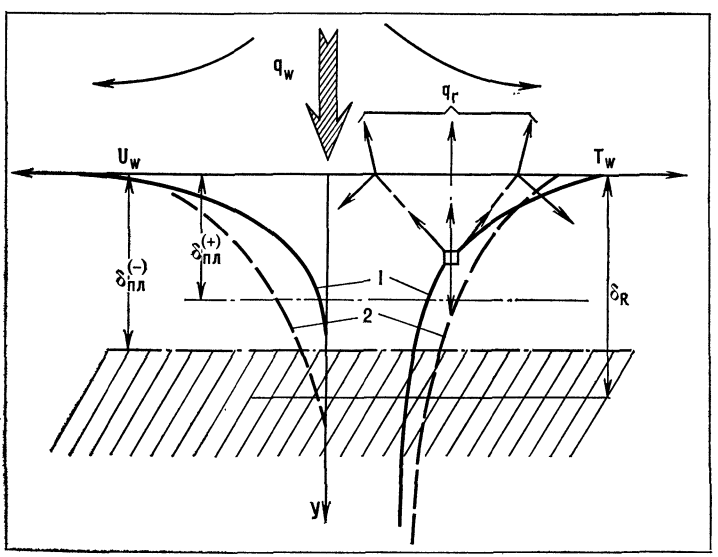
туры вблизи поверхности тела. Если температура тела у поверхности падает очень быстро, то жидкая пленка будет тонкой и унос материала будет происходить в основном путем испарения.

С другой стороны, если температура тела медленно снижается от своего значения на внешней поверхности, то жидкая пленка оказывается сравнительно толстой и аэродинамические силы набегающего потока сносят материал в основном в жидком виде.

Особенностью полупрозрачных тел является то, что излучение приводит к эффективному перераспределению тепла между нагретыми и холодными областями, т. е. к изменению температурного профиля, устанавливающегося внутри разрушающегося материала при наличии только молекулярной теплопроводности.

Так, например, находящаяся вблизи поверхности горячая зона тела охлаждается за счет испускания лучистой энергии во внешнее простран-

Рис. 8-28. Модель переноса тепла в полупрозрачном материале.
1 — непрозрачный материал (толщина пленки расплава $(\delta^{(-)}\delta \gg_R)$;
2 — полупрозрачный материал $(\delta^{(+)} \ll \delta_R)$.



ство и передачи ее более холодным частям самого тела. Более холодные участки тела нагреваются за счет поглощения излучения, испускаемого нагретыми областями (рис. 8-28).

Некоторые авторы пытались упростить решение этой задачи, используя понятие «эффективной теплопроводности». Идея этого метода состо-

ит в замене коэффициента молекулярной теплопроводности λ некоторым эффективным значением $\lambda_{эфф}$, учитывающим лучистый теплоперенос и поэтому отличающимся от молекулярного λ тем больше, чем выше температура в теле:

$$\lambda_{эфф} = \lambda + \frac{16 n_p^2 \sigma T^3}{3(\alpha_A + \alpha_s)},$$

где n_p — показатель преломления, а σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Однако теория эффективной теплопроводности неприменима вблизи поверхности тела, где происходит охлаждение за счет излучения во внешнее пространство. Но именно эта область формирует распределение температуры в пленке расплава, т. е. в значительной степени определяет

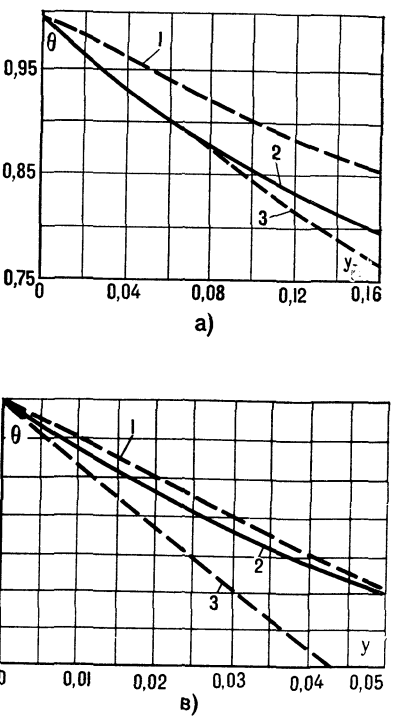


Рис. 8-29. Сравнение температурных профилей в разрушающемся материале, $\theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$.

а — $y_R = \delta_R (\rho c \bar{v}_\infty / \lambda) = 0{,}5$; *б* — $y_R = 0{,}2$; *в* — $y_R = 0{,}005$; *1* — непрозрачный материал; *2* — точное решение для полупрозрачного материала; *3* — прозрачный материал.

величину скорости уноса массы. Таким образом, уже из общих соображений ясно, что теория эффективной теплопроводности не может дать правильного представления об оплавлении полупрозрачных материалов. Этот вывод подтверждается и результатами численных расчетов, приведенных на рис. 8-29, [Л. 8-14].

Как было показано в § 8-4, толщина пленки расплава непрозрачного материала δ связана с тепловым потоком $q_{вн}$ на границе раздела жидкость — газ следующим уравнением:

$$\delta = \frac{\lambda (T_w - T_0)}{n q_{вн}},$$

где n — показатель степени в зависимости вязкости от температуры.

Допустим, что это соотношение сохраняет свой вид в случае полупрозрачного материала, однако учтем возможные отличия в выражении для подводимого теплового потока. Если пленка непрозрачна, то

$$q_{вн} = (\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4.$$

В действительности перенос излучения также имеет место внутри пленки, но длина свободного пробега излучения столь мала, что возникающие при этом искажения в распределении температуры оказываются локализованными в непосредственной окрестности внешней поверхности и не могут существенно изменить профиль скорости текущего расплава. Толщина пленки расплава непрозрачного стекла может быть вычислена по формуле

$$\delta = \delta^{(-)} = \frac{\lambda(T_w - T_0)}{n\left[(\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w - \varepsilon\sigma T_w^4\right]}; \quad \delta_R \ll \delta^{(-)}.$$

В случае прозрачной пленки расплава член, учитывающий излучение, не должен входить в баланс тепла на внешней поверхности. Жидкая пленка настолько тонка, что пропускает через себя все излучение, не поглощая и не рассеивая его, а испускаемый расположенным вблизи поверхности элементом пленки радиационный тепловой поток в сторону газовой фазы равен по величине радиационному потоку в сторону конденсированной. Поэтому баланс тепла на поверхности пленки записывается в виде

$$q_{вн} = (\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w.$$

Соответственно толщина пленки расплава для прозрачной пленки может быть описана соотношением

$$\delta = \delta^{(+)} = \frac{\lambda (T_w - T_0)}{n\left[(\alpha/c_p)_w (I_e - I_w) - G_w \Delta Q_w\right]}; \quad \delta_R \gg \delta^{(+)}.$$

Таким образом, во втором предельном случае вся подводимая к телу энергия высокотемпературного потока поступает в пленку расплава, т. е. расходуется на нагрев и испарение материала.

Результаты точных численных расчетов квазистационарного разрушения полупрозрачных стеклообразных материалов позволяют определить границы применимости двух указанных моделей. Как видно из представленных на рис. 8-29 кривых, истинное распределение температуры

в теле заключено между двумя предельными экспоненциальными распределениями

$$(T - T_0) / (T_w - T_0) = \exp [- y / (n\delta)],$$

причем в качестве δ для верхней кривой следует брать выражение для толщины непрозрачной пленки $\delta^{(-)}$, а для нижней кривой — аналогичное выражение для прозрачной пленки расплава $\delta^{(+)}$. Сравнение показывает, что в тех случаях, когда параметр

$$y_R = \delta_R (\rho c \bar{v}_\infty / \lambda) > 0{,}5$$

для всей области, занятой пленкой расплава, хорошим приближением к действительности можно считать допущение прозрачности пленки. Именно в этом случае расчеты по методу эффективной теплопроводности дают максимальную ошибку в определении температуры внутри пленки расплава, хотя в области, удаленной от внешней поверхности, относительная погрешность, очевидно, будет меньше.

Если $y_R < 0{,}005$, то распределение температур внутри пленки расплава вполне удовлетворительно описывается соотношением для непрозрачного стекла. В этом случае решение по методу эффективной теплопроводности отличается от истинного распределения температур максимум на 4%, причем оно завышает температуру как по отношению к действительному значению, так и относительно расчета для непрозрачной пленки.

Анализируя два предельных случая, замечаем, что отличия в результатах расчета по той или иной методике зависят от относительного вклада радиационного теплового потока с разрушающейся поверхности — $\varepsilon\sigma T_w^4$. По мере приближения температуры поверхности к равновесной, при которой тепловой поток $q_{вн}$ для непрозрачной пленки равен нулю, указанное отличие должно непрерывно возрастать.

Как видим, картина получается достаточно сложной. Для любого конечного значения δ_R всегда существует такая малая скорость уноса массы $\bar{v}_\infty$, при которой в соответствии с критерием $y_R < 0{,}005$ данный материал из категории полупрозрачных должен быть переведен в класс непрозрачных. Если же, наоборот, унос массы значителен, то отличие в толщинах пленки, вычисленных по двум представленным выше предельным формулам, уже не является существенным, ибо теплоотвод за счет излучения $\varepsilon\sigma T_w^4$ оказывается много меньше тепла, поглощенного материалом при его нагреве до температуры разрушения $q_{вн} = \rho \bar{v}_\infty c (T_w - T_0)$.

До сих пор мы вели рассуждения, не обращая внимания на различия в степени черноты прозрачного или непрозрачного стеклообразного материала. Однако характерной особенностью полупрозрачных материалов является то, что их оптические свойства зависят от величины нагретого объема. В частности, степень черноты полупрозрачных покрытий тем больше, чем больше часть тела, находящаяся в зоне температур, близ-

ких к максимальной, т. е. к температуре поверхности пленки. В работе [Л. 8-14] показано, что степень черноты оплавляющегося материала с точностью 15% может быть описана формулой $\varepsilon=\varepsilon_{\text{макс}}(1+4y_R)^{-1}$, где $\varepsilon_{\text{макс}}$ — максимальное значение степени черноты данного материала при температуре T_w (т. е. для изотермического слоя бесконечной толщины). Представленная на рис. 8-30 зависимость степени черноты от скорости разрушения показывает, что при заданной температуре поверхности T_w тело, разрушающееся с большей скоростью, должно излучать слабее, чем тело, имеющее меньшую скорость плавления $\bar{v}_\infty$.

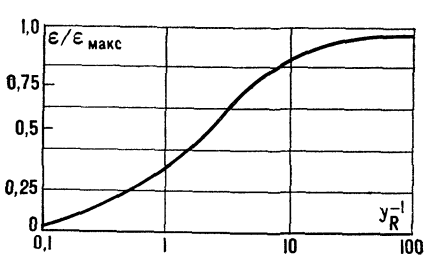
Большое число расчетов, проведенных для полупрозрачных материалов, позволило установить диапазон параметров обтекания, в котором скорость оплавления $\bar{v}_\infty$ существенно зависит от переноса тепла излучением в пленке расплава. Если применить понятие эффективной энтальпии разрушения не только для непрозрачного, но и полупрозрачного стеклообразного материала, то результаты численных расчетов можно аппроксимировать следующей зависимостью для приращения $I_{\text{эфф}}$ в полупрозрачном материале

$$\Delta = \left[I_{\text{эфф}}^{(+)} - I_{\text{эфф}}^{(-)}\right] / I_{\text{эфф}}^{+} = 1{,}1\cdot 10^{3}\,\varepsilon^{0{,}9}\,T_e^{-0{,}7}\,p_e^{-0{,}33}\,R^{0{,}45},$$

где T_e, К; p_e, 10^{-5} Па; R, м.

Точность этой аппроксимации 15% при условии, что $\Delta<0{,}5$. Все результаты соответствуют окрестности точки торможения полусферического затупления. Важно отметить, что при столь значительном отличии в скоростях уноса массы непрозрачного и полупрозрачного материала, изменение температуры поверхности в рассмотренных вариантах не превысило 100 К.

Рис. 8-30. Зависимость степени черноты ε от безразмерной длины свободного пробега излучения y_R.



Завершая параграф, можно указать, что полупрозрачные материалы имеют меньшие скорости разрушения по сравнению с непрозрачными при малых давлениях p_e и при нанесении их на тела очень больших размеров. Что касается глубины прогрева, то при больших длинах свободного пробега излучения δ_R она может оказаться весьма большой, что ликвидирует все указанные преимущества полупрозрачных теплозащитных материалов.

Другой вывод состоит в том, что практически во всем диапазоне давлений $p_e>0{,}1\cdot 10^{-5}$ Па и температур набегающего потока газа $T_e>3000$ К методы расчета разрушения непрозрачных материалов также применимы к полупрозрачным материалам, если только внешний лучистый тепловой поток отсутствует.

КОМПОЗИЦИОННЫЕ ТЕПЛОЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Влияние состава материала на теплофизические свойства и механизм прогрева и разрушения

Большинство реальных теплозащитных материалов являются композиционными и обычно состоят из наполнителя и связующего. Термин «наполнитель» не совсем точно отражает его истинную роль в системе тепловой защиты, поскольку в большинстве случаев именно наполнитель обеспечивает необходимую прочность и жесткость оболочки.

Существуют два наиболее распространенных способа построения композиционных теплозащитных материалов. В первом несущий каркас образуется переплетенными тугоплавкими волокнами, а связующая компонента не позволяет волокнам наполнителя скользить друг относительно друга. Во втором случае конструкционной основой являются соты из стеклопластика или металла, а их внутренний объем заполняется смесью органической смолы, пористых микрошариков и микроволокон.

Второй тип теплозащитных систем хорошо работает в условиях длительного нагрева с умеренным силовым воздействием потока. Поэтому его целесообразно использовать, например, в пилотируемых спускаемых космических аппаратах. Напротив, первый тип композиционных теплозащитных материалов хорошо противостоит сверхвысоким тепловым и динамическим нагрузкам, но обладает меньшей эффективностью при длительном нагреве умеренной интенсивности.

Учитывая огромное разнообразие композиционных теплозащитных материалов, не представляется возможным описать процесс их нестационарного нагрева и разрушения какой-то одной схематиче-

ской моделью. В связи с этим мы ограничимся иллюстрацией общего подхода к исследованию этих процессов, а для определенности в процессе изложения будем ориентироваться на стеклопластики на фенолформальдегидной смоле как на типичного и наиболее распространенного представителя армированных композиционных теплозащитных материалов. Из стеклопластиков изготовлены теплозащитный экран американского космического корабля-спутника «Меркурий», камеры сгорания и корпуса ступеней ракет «Атлас», «Минитмен», «Поларис» и т. д.

Что касается второго типа композиционных теплозащитных материалов (на основе сотовых конструкций), то механизм их разрушения, как правило, подобен разрушению материалов разлагающегося типа и ниже анализироваться не будет.

Сначала рассмотрим теплофизические свойства композиционных теплозащитных материалов. При комнатной температуре их можно рассчитать, если известны теплофизические свойства и массовые доли составляющих. Так, для стеклопластиков с массовым содержанием смолы $\varphi_{см}$ плотность ρ_0 связана с плотностями наполнителя $\rho_н$ и связующего $\rho_{см}$ соотношением

$$1/\rho_0 = (\varphi_{см}/\rho_{см}) + (\varphi_н/\rho_н);\ \varphi_н = 1 - \varphi_{см}.$$

Аналогично теплоемкость c_0 описывается уравнением:

$$c_0 = \varphi_{см} c_{см} + (1 - \varphi_{см}) c_н.$$

Если материал имеет начальную пористость, то при расчете результирующих теплофизических свойств ее можно учесть, если соответствующим образом изменить теплофизические характеристики одной из компонент, например связующего (см. гл. 4). При расчете коэффициента теплопроводности λ_0 определяющим параметром является не массовая доля компонент, а их объемное содержание, которое связано с массовой долей через отношение плотности смеси к плотности данной компоненты $X_{см} = (\varphi_{см}\rho_0)/\rho_{см}$, $X_н = (\varphi_н\rho_0)/\rho_н$. В первом приближении коэффициент теплопроводности композиционного материала можно представить в виде суммы

$$\lambda_0 = \lambda_{см} X_{см} + \lambda_н X_н.$$

Однако в действительности особенности структуры композиционного материала могут привести к значительным отличиям в величине коэффициента теплопроводности λ_0. На основании обработки экспериментальных данных для расчета теплопроводности стеклопластиков рекомендуется следующая формула:

$$\lambda_0 = \lambda_{см}\left[\frac{\frac{\lambda_{см}}{\lambda_н}(1 - X_н) + (1 + X_н)}{\frac{\lambda_{см}}{\lambda_н}(1 + X_н) + (1 - X_н)}\right], \qquad (9\text{-}1)$$

Сравнение результатов расчетов по этой формуле с данными измерений приведено в приложении на рис. П-IV-18.

Соответствующим образом могут быть рассчитаны и другие теплофизические свойства. Так, вязкость расплавленного стекла, в котором находятся твердые частички примесей (например, углерода), будет тем сильнее отличаться от вязкости чистого стекла μ_{SiO_2}, чем больше объемное содержание примесей $X_п$:

$$\mu/\mu_{SiO_2} = \exp\left[\frac{2{,}5X_п}{1-1{,}35X_п}\right]. \qquad (9\text{-}2)$$

При малых $X_п$ формула (9-2) переходит в известное соотношение Эйнштейна для вязкости суспензии.

С ростом температуры не только изменяются теплофизические свойства материала, в нем начинают протекать определенные физико-химические процессы, для расчета которых необходимы соответствующие методы расчета. Так, в условиях интенсивного нагрева стеклопластик нагревается как однородный материал всего лишь до 400 К, после чего в нем происходит первое физико-химическое превращение — испарение влаги. По степени влияния на механизм разрушения этот процесс не может конкурировать с большинством других физико-химических превращений, среди которых особое место занимает термическое разложение связующего. Начинаясь при температурах порядка 550 К, разложение органического связующего не только сопровождается поглощением тепла, но, главное, приводит к образованию значительных масс газообразных продуктов. При этом в материале появляется большое число полостей и каналов, через которые летучие компоненты из зоны разложения просачиваются (фильтруются) к внешней нагреваемой поверхности. Стенки пор или внутренних каналов состоят из спеченных и частично разрушенных волокон наполнителя, между которыми распределены твердые частички кокса — второго конечного продукта термического разложения органического связующего.

Газообразные продукты разложения в процессе их фильтрации через вышележащий нагретый слой подвергаются дальнейшему разложению до низкомолекулярных, устойчивых компонент типа CO или H_2, причем возможно осаждение на стенках пор тонкого налета пиролитического углерода. При высоких температурах (выше 1700 К) молекулы стекла и углерода (как пиролитического, так и кокса) могут вступать в химическое взаимодействие друг с другом непосредственно в твердой фазе продуктом этой реакции являются как газообразные, так и новые твердые компоненты.

Для построения модели нестационарного прогрева композиционного материала необходимо знать температурные интервалы, в которых протекают важнейшие физико-химические превращения твердой фазы (термическое разложение связующего, гетерогенное взаимодействие компонент и т. д.). Степень значимости того или иного физико-хими

ческого превращения в материалах определяется в соответствии с выводами § 3-5. Температурный интервал реакции можно установить, располагая данными по ее кинетике или уравнением, описывающим скорость изменения плотности материала. Допустим, что для всех реакций в твердой фазе внутри композиционного материала можно использовать уравнение аррениусовского типа:

$$\frac{dh}{d\tau} = (\Gamma - h)^n B \exp\left(-\frac{E}{RT}\right);\ h = 1 - \frac{\rho}{\rho_0}. \tag{9-3}$$

Здесь через h (T, τ) обозначена доля газообразных продуктов реакции, а через Γ — максимально возможное содержание этих продуктов в общей массе прореагировавшего вещества. Если говорить о процессе коксования, то величина Γ непосредственно связана с коксовым числом K и является функцией температуры

$$\Gamma(T) = 1 - K.$$

Параметры n (порядок реакции), B (предэкспонентный множитель) и E (энергия активации) определяются экспериментально.

Интеграл кинетического уравнения (9-3) при постоянной температуре записывается в следующем виде (для $n=1$):

$$h = \Gamma(T)\left\{1 - \exp\left[-B\tau\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)\right]\right\}. \tag{9-4}$$

Отсюда следует, что время достижения заданной начальной концентрации $h_н$ быстро уменьшается с ростом температуры T:

$$\tau_{инд} = \left(\ln\frac{\Gamma(T)}{\Gamma(T) - h_н}\right) B^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT}\right);\ h_н \leqslant \Gamma(T). \tag{9-5}$$

Это время принято называть индукционным периодом реакции. Если принять в первом приближении, что зависимость $\tau_{инд}(T)$ не зависит от характера изменения температуры во времени $T(\tau)$, то мы получаем возможность связать температуру начала реакции $T_н$, при которой концентрация газообразных продуктов $h=h_н$, с темпом нагрева $b=(\partial T/\partial\tau)$. В частности, если внутри температурного интервала протекания реакции принять темп изменения температуры постоянным $b=\text{const}$, то интересующие нас величины связаны соотношением

$$b = \frac{B(T_н - T_{нач})}{\ln\dfrac{\Gamma(T_н)}{\Gamma(T_н) - h_н}} \exp\left(-\frac{E}{RT_н}\right). \tag{9-6}$$

Здесь $T_{нач}$ — значение температуры, при котором индукционное время реакции (9-5) равно бесконечности или, другими словами, это нижний температурный предел начала реакции.

Интересно отметить, что при реакции взаимодействия окислов с углеродом $T_{нач}$ оказывается определенным образом связанным с температурой плавления окисла (рис. 9-1). Следовательно, начало восстанов-

ления окисла углеродом обусловлено прежде всего термической устойчивостью окисла [Л. 9-1].

Известно, что реакции в твердой фазе обычно носят сложный, многостадийный характер, вследствие чего кинетические константы реакции в разных условиях нагрева могут отличаться. Однако экспериментальные данные ограничены случаем нагрева при постоянной температуре внешней среды и притом весьма противоречивы [Л. 9-3, 9-4, 9-11]. Наиболее полное исследование процесса восстановления молекулы двуокиси кремния SiO_2 углеродом проведено в работе [Л. 9-4]. При этом показано, что процесс протекает по следующей схеме:

$$SiO_2\,(\text{тв}) + C\,(\text{тв}) \leftrightarrows SiO\,(\text{газ}) + CO\,(\text{газ}), \qquad (9\text{-}7)$$

хотя при меньших температурах в качестве промежуточного продукта может образовываться карбид кремния. При стехиометрическом соотношении компонент скорость взаимодействия зависит от величины поверхности соприкосновения углерода и стекла, вследствие чего в реальных стеклопластиках она может в несколько раз снизиться. Экспериментальные данные [Л. 9-4] дают два набора кинетических констант соответственно для максимальной и минимальной скоростей взаимодействия:

$$\left.\begin{aligned}(E/R)_1 &= 34\,720\,\text{K};\ B_1 = 5\cdot 10^6\,\text{c}^{-1};\\ (E/R)_2 &= 27\,750\,\text{K};\ B_2 = 9\cdot 10^3\,c^{-1}.\end{aligned}\right\} \qquad (9\text{-}8)$$

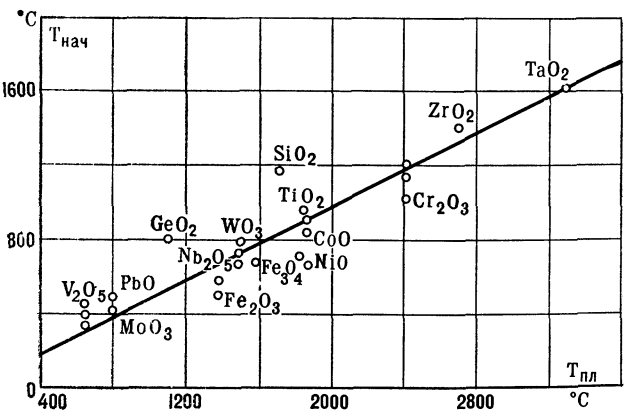


Рис. 9-1. Зависимость температуры начала восстановления окислов $T_{нач}$ углеродом от температуры плавления окислов $T_{пл}$ (по данным работы [Л. 9-1]).

Исходя из этих данных, с помощью уравнения (9-6) нетрудно показать, что реакция восстановления стекла (9-7) при увеличении темпа нагрева быстро смещается в область высоких температур. В случае квазистационарного разрушения темп нагрева можно связать со скоростью линейного перемещения поверхности разрушения $\bar{v}_\infty$. Исполь-

зуя для этой цели первое уравнение из системы (3-49) (гл. 3) и решая его совместно с уравнением кинетики реакции (9-3), можно определить температуру T^* и скорость $\bar{v}_\infty$, при которых концентрация углерода, перешедшего в газообразную окись CO, достигнет 0,1 (рис. 9-2). Там же приведены пограничные кривые для полного завершения реакции восстановления стекла ($h=0{,}9$).

Видно, что уменьшение коэффициента температуропроводности $a=\lambda/\rho c$ или увеличение скорости разрушения $\bar{v}_\infty$ приводит к смещению температурного интервала реакции в область более высоких температур T^*. При заданной скорости разрушения $\bar{v}_\infty$ замена первого набора кинетических параметров, соотношение (9-8), вторым приводит к смещению температуры начала реакции на 300—1000 К.

За счет частичного протекания реакции гетерогенного восстановления стекла углеродом состав поверхностного слоя стеклопластика может несколько отличаться от исходного. Кроме того, при взаимодействии с набегающим газовым потоком различные составляющие материала могут разрушаться с неодинаковыми скоростями. Поэтому при рассмотрении композиционных теплозащитных материалов важно вы-

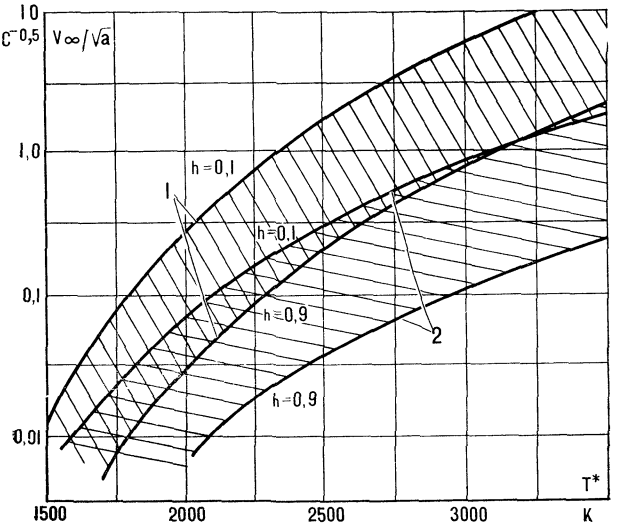


Рис. 9-2. Зависимость температуры T^* начала ($h=0{,}1$) и завершения ($h=0{,}9$) реакции восстановления двуокиси кремния углеродом от приведенной скорости квазистационарного разрушения стеклопластика $\bar{v}_\infty/\sqrt{a}$, где $a=\lambda/\rho c$.

1 — $E=E_1$, $B=B_1$; *2* — $E=E_2$, $B=B_2$; соотношение (9-8).

делить так называемый определяющий механизм разрушения, под которым мы, как и раньше (гл. 5), понимаем такую последовательность протекания взаимосвязанных физико-химических процессов, которая в итоге приводит к выходу всех компонент — продуктов разрушения с единой скоростью.

У композиционных материалов такой определяющий механизм, ка правило, связан с поведением какой-либо одной компоненты, массовс содержание которой в материале достаточно велико и которая в состо нии образовать механически прочный каркас в условиях интенсивно внешнего теплового воздействия. Скорости разрушения всех остальны компонент оказываются зависящими от скорости уноса массы определ ющей компоненты, хотя в свою очередь через химические и тепловы связи они могут известным образом повлиять на величину последне

Проследим это на примере гипотетической композиции — механич ской смеси кварцевого стекла и углерода: SiO_2+C. Очевидно, что пр малом содержании углерода определяющей компонентой будет стекл которое, оплавляясь, будет уносить с собой твердые частички углерод Возможность гетерогенного взаимодействия компонент или поверхнос ного выгорания углерода будет тем меньше, чем меньше доля химическ активной поверхности по отношению к полной поверхности частиче стекла.

Вязкость расплава композиционного материала в соответствии с фо мулой (9-2) будет непрерывно возрастать по мере увеличения доли пр месей, соответственно скорость уноса массы должна уменьшаться. Сх матически это положение иллюстрируется на рис. 9-3, *а* (кривая *1*). О нако при уменьшении доли расплава и с ростом температуры поверхн сти (рис. 9-3, *б*) одновременно должна возрастать роль химических пр цессов и прежде всего прямого восстановления двуокиси кремния угл родом. Это увеличит скорость уноса массы.

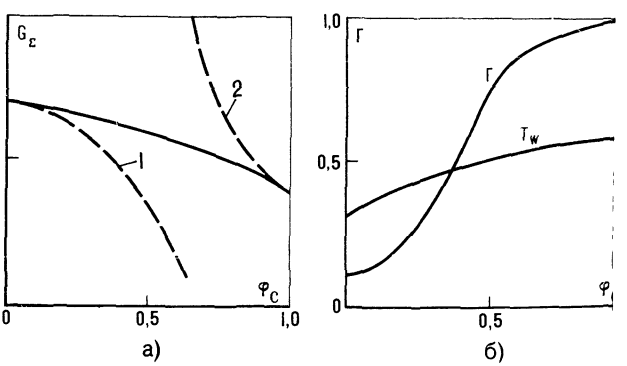


Рис. 9-3. Характер изменения скорости и механизма разрушения композиционного материала на основе углерода и стекла от весового содержания углерода φ_C.

1 — оплавление стеклопластика; *2* — горение углепластика, содержащего нейтральные примеси стекла.

Рассмотрим другой предельный вариант — смесь углерода с небол шими добавками SiO_2. В диффузионном режиме окисления скорос уноса массы такой композиции должна определяться соотношением

$$\varphi_C G_\Sigma = 12/16\,(\alpha/c_p)_w \widetilde{c}_{O,e}.$$

Видно, что уменьшение доли углерода приводит к резкому возрастанию G_Σ (рис. 9-3, *а*, кривая *2*). При добавлении в углерод стекла, вероятно, нельзя считать, что оно по мере выгорания частиц углерода беспрепятственно сносится потоком. Очевидно, что при некоторой минимальной концентрации φ_{SiO_2} наличие стекла приведет к замедлению горения, так как поверхность углерода будет обволакиваться пленкой расплава. Можно предположить, что переход от одного определяющего механизма разрушения (плавления стекла) к другому (горение углерода) происходит не скачком, а через некоторую последовательность промежуточных состояний, причем начало перехода, вероятно, зависит от режима внешнего обтекания.

Многочисленные экспериментальные исследования, как тепловые, так и прочностные, показали, что оптимальная массовая концентрация стекла в армированных композиционных материалах на органическом связующем составляет $\varphi_{SiO_2} \approx 0{,}6 \div 0{,}8$. С точки зрения механизма разрушения такое соотношение компонент указывает на определяющую роль стекла, однако процессы химического взаимодействия компонент могут в определенных случаях внести свои коррективы.

9-2. Нестационарный прогрев композиционного теплозащитного материала

Схематический разрез разрушающегося стеклопластика проведен на рис. 9-4. На поверхности покрытия может существовать пленка расплавленного стекла с распределенными в ней твердыми частицами разрушенного коксового остатка. Далее лежит сравнительно толстый пористый слой обугленной (прококсованной) смолы, поддерживаемой стеклянными волокнами. Еще глубже в материале находится зона разложения, в которой происходит пиролиз органической связки до смеси летучей g и твердой s компонент. Наконец, подложку теплозащитного слоя составляет однородный материал, в котором еще не начались физико-химические превращения. В зависимости от условий обтекания расход жидкой фазы в пленке расплава может быть весьма значительным, с другой стороны, возможны случаи, когда расплав будет полностью испаряться. В любом случае будем предполагать, что пленка расплава достаточно тонкая и не препятствует просачиванию через нее пузырьков газообразных продуктов разрушения.

Частички кокса практически являются чистым углеродом, поэтому при температуре плавления стекла они остаются твердыми. Растекающаяся пленка стекла «взламывает» пористую структуру прококсованного слоя и уносит частички кокса с собой. В свою очередь последние влияют на течение расплава, балластируя пленку и увеличивая ее эффективную вязкость в соответствии с уравнением (9-2).

Исходя из этого, математическое описание задачи об оплавлении стеклопластика практически не отличается от описания аналогичной за-

дачи для *однородного стекла. Основную трудность представляет* расче нестационарного прогрева, поскольку заранее неизвестно, на какой глу бине внутри покрытия находится источник образования газов, которы затем фильтруются по пористым каналам в направлении к внешней по верхности.

Неопределенность размеров и формы пор затрудняет расчет внутрен него теплообмена между газообразными продуктами разложения и твер дой фазой. Однако, учитывая высокие температуры, можно допустить что радиационный и конвективный теплообмен в порах настолько ин тенсивны, что можно принять гипотезу о местном температурном рав новесии.

Предположим также, что физико-химические свойства всех компо нент газообразных продуктов разложения одинаковы и что гидравличе ским сопротивлением *пористой среды можно пренебречь. Тогда в окре* стности точки торможения затупленного тела уравнение сохранения энер гии можно представить следующим образом:

$$(\rho c)_\Sigma \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + v\,\frac{\partial T}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial y}\right) - c_g G_g \frac{\partial T}{\partial y} - Q^*. \qquad (9\text{-}$$

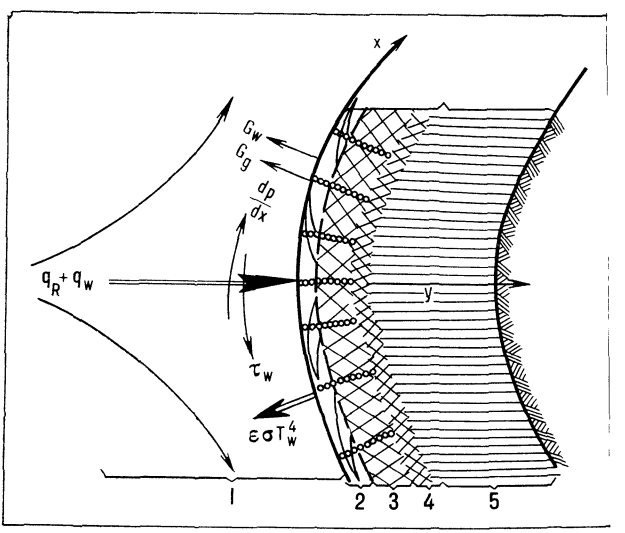


Рис. 9-4. Модель разрушающегося стеклопластика.

1 — пограничный слой; *2* — пленка расплава; *3* — кокс; *4* — зона деструкции; *5* — однородный материал.

Это уравнение отличается от уравнения (3-44) членом, учитываю щим наличие пленки расплава, тем самым нормальная компонента ско рости $v = v(y, \tau)$ оказывается переменной. С другой стороны, в отличи от уравнения сохранения энергии в однородных оплавляющихся мате риалах (гл. 8) в рассматриваемом случае учтены термическое разложе

ние связующего с тепловым эффектом Q^* и фильтрация с расходом G_g газообразных продуктов разложения, имеющих коэффициент теплоемкости c_g. Начальные и граничные условия подобны указанным в гл. 8.

Особенностью композиционных материалов является переменная пористость по толщине прогретого слоя. Если определить пористость $П$ как отношение свободного объема, занятого газом, к полному объему материала, а массовую пористость $П_m$ как отношение массы образовавшегося газа к полной массе материала (стеклопластика), то эффективные значения теплопроводности и теплоемкости можно представить следующими приближенными соотношениями:

$$\lambda_\Sigma = (1 - П)\lambda_s + П\lambda_g;$$
$$(\rho c)_\Sigma = (1 - П_m)(\rho c)_s + П_m(\rho c)_g, \tag{9-10}$$

причем каждое слагаемое — теплопроводность твердой фазы λ_s и газа λ_g, а также произведения плотности на теплоемкость твердой фазы $(\rho c)_s$ и газа $(\rho c)_g$ могут изменяться с температурой.

Поскольку плотность газа ρ_g много меньше плотности твердого вещества, а их теплоемкости сравнимы по величине, то вторым слагаемым в выражении для $(\rho c)_\Sigma$ можно пренебречь.

Исходя из общей схемы твердофазных реакций, формула (9-3), уравнение сохранения массы в зоне термического разложения записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} + v_\infty \frac{\partial h}{\partial y} = B(Г - h)^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right);\ 0 \leqslant h \leqslant Г. \tag{9-11}$$

Следует обратить внимание на то, что в данном уравнении используется линейная скорость разрушения v_∞, поскольку зоны плавления и коксования связующего никогда не совпадают, так как эти процессы протекают в разных температурных интервалах.

Уравнения массового расхода газообразных продуктов разложения согласно принятой схеме разрушения записываются в следующем виде:

внутри зоны термического разложения

$$G_g(\tau, y) = \varphi_{см}\rho_0 \int_\infty^y \frac{dh}{d\tau}\, dy; \tag{9-12}$$

внутри прококсованного слоя

$$(\partial G_g/\partial y) = 0 \text{ или } G_g = \text{const}(\tau). \tag{9-13}$$

Поглощение тепла при разложении связующего определяется как

$$Q^* = \frac{\varphi_{см}\rho_0 \Delta H^*}{Г} B(Г - h)^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \tag{9-14}$$

Соответственно объемная пористость $П$, массовая пористость $П$ и плотность твердой фазы ρ_s связаны с массовой долей газообразны продуктов реакции h следующими соотношениями:

$$П = \frac{\varphi_{см}\rho_0}{\rho_{см}}\left[1 - (1-h)\frac{\rho_{см}}{\rho_c}\right];$$

$$П_m \approx \varphi_{см} h; \qquad (9\text{-}1$$

$$\rho_s = \rho_0(1 - \varphi_{см} h),$$

где $\rho_{см}$ — начальная плотность смолы (органического связующего) $\varphi_{см}$ — ее массовая доля в композиционном материале, а ρ_c — плотност конечного продукта разложения смолы — углерода.

Если первое граничное условие (в глубине неразложившегося мате риала, т. е. при $y \to \infty$, $h \to 0$) для уравнения (9-11) не вызывает сомне ний, то второе, на внешней поверхности, требует некоторых пояснени В процессе нестационарного нагрева величина h может принимать лю бое из значений в пределах от 0 до $Г$. Если, однако, учесть, что диапа зоны температур, в которых происходят плавление и разложение, отли чаются, то можно принять, что

$$\text{при } y = 0 \quad v_\infty \frac{\partial h}{\partial y} = 0.$$

Последнее условие многократно подтверждено конкретными расче тами для композиционных материалов.

В этом параграфе мы не будем детально анализировать процессы протекающие в тонком слое, прилегающем к поверхности, и определяю щие скорость линейного разрушения стеклопластика (разрушение в дан ном случае включает в себя плавление и гетерогенное взаимодействи углерода со стеклом), а ограничимся рассмотрением связи между рас пространением тепла и термическим разложением связующего.

Численное интегрирование уравнений (9-9) — (9-15) совместно уравнениями течения пленки расплава (см. гл. 8) позволяет установит влияние кинетических констант реакции разложения смолы на пара метры разрушения. В качестве граничных условий, характеризующи внешнее обтекание, приняты постоянные значения температуры и дав ления торможения, что соответствует условиям сравнительных стендо вых испытаний теплозащитных материалов.

Прежде всего следует отметить, что в условиях нестационарног прогрева изменение доли газообразных продуктов термического разло жения $h(y)$ в основном определяется предэкспонентным множите лем B. Действительно, как видно из рис. 9-5, при изменении отношени E/R от 11 575 до 23 150 К форма и протяженность профиля $h(y)$ остаютс практически неизменными. Увеличение B приводит к интенсификаци разложения в узкой зоне коксования.

Оба кинетических параметра оказывают существенное влияние на расположение зоны разложения относительно профиля температуры (рис. 9-6).

Определим температуру коксования T^* как температуру, при которой доля газообразных продуктов разложения $h(y, \tau)$ составит половину своего максимального значения Γ. Можно установить наглядную зависимость этой температуры от заданных кинетических констант и времени (табл. 9-1). Здесь $\tau_{v,q}$ — время установления постоянной скорости перемещения поверхности разрушения однородного стеклообразного материала.

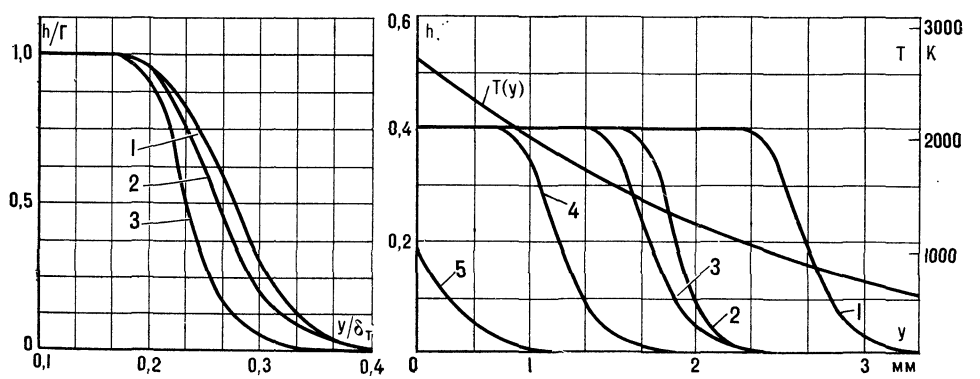
Анализ приведенных в табл. 9-1 численных результатов показывает, что температура коксования T^* не является постоянной, она несколько уменьшается со временем до своего стационарного значения, определяемого константами кинетики разложения. Интересно отметить, что одно

Рис. 9-5. Изменение доли газообразных продуктов термического разложения смолы.

1 — $E=E_0/2$, $B=B_0$; *2* — $E=E_0$, $B=B_0$; *3* — $E=E_0$, $B=100\,B_0$, $\frac{E_0}{R}=23\,150$ К; $B_0=10^6\ c^{-1}$; δ_T — глубина прогрева.

Рис. 9-6. Относительное положение профиля температуры и профиля содержания газообразных продуктов h при нестационарном разрушении стеклопластиков.

1 — $E=E_0/2$, $B=B_0$; *2* — $E=E_0$, $B=100\,B_0$; *3* — $E=0{,}8\,E_0$, $B=B_0$; *4* — $E=E_0$; $B=B_0$; *5* — $E=E_0$, $B=0{,}01\,B_0$ $\frac{E_0}{R}=23\,150$ К, $B_0=10^6 c^{-1}$.



и то же значение T^* соответствует двум парам значений (E/R) и B, причем отклонение энергии активации примерно на 20% (варианты 1 и 2) равносильно изменению предэкспонентного множителя на два порядка (варианты 1 и 4). При постоянном множителе B температура коксования T^* почти пропорциональна заданному значению E/R (строки 1 и 2).

Таблица 9-1. **Зависимость температуры коксования T^* от кинетических констан и времени нагрева τ**

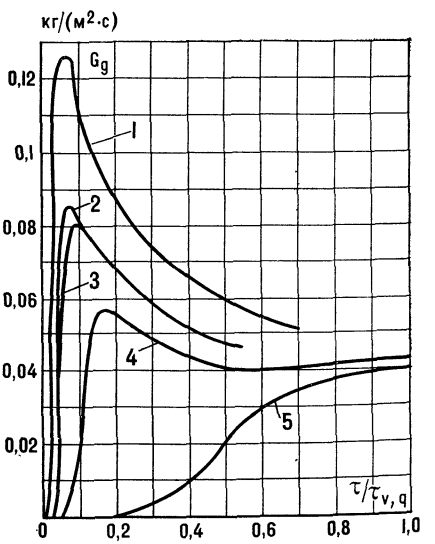
№ варианта	B, $с^{-1}$	$\frac{E}{R}$, К	Величина T^* в момент времени $\tau/\tau_{v,\,q}$		
			0,06	0,2	0,33
1	$1\cdot10^6$	23 150	—	1 740	1 700
2	$1\cdot10^6$	18 000	1 460	1 350	1 320
3	$1\cdot10^6$	11 575	960	900	880
4	$1\cdot10^8$	23 150	1 410	1 320	1 300
5	$1\cdot10^4$	23 150	—	—	2 600

Специальные расчеты показали, что при прочих равных параметрах изменение теплового потока и теплофизических свойств материала достаточно слабо отразилось на величине температуры коксования T^*.

Рисунок 9-7 иллюстрирует характер изменения скорости термического разложения во времени. Отметим пикообразную форму зависимости расхода газообразных продуктов разложения в начальный период нагрева, когда скорость поверхностного разрушения еще далека от своего квазистационарного (максимального) значения. Это связано с движением тепловой волны, соответствующей изотерме $T=T^*$. Если бы не было разрушения внешней поверхности, то скорость перемещения этой изотермы монотонно уменьшалась бы от некоторого максимального значения, достигнутого в момент отхода фронта коксования от поверхности до величины, равной линейной скорости поверхностного разрушения. Пропорционально скорости перемещения изотермы уменьшалась бы и скорость выхода газообразных продуктов разложения, причем минимально возможная ее величина соответствует кривой *5*.

Рис. 9-7. Характер изменения расхода газообразных продуктов разложения во времени при постоянных параметрах набегающего газового потока.

1 — $E=E_0/2$, $B=B_0$; *2* — $E=E_0$, $B=100\,B_0$; *3* — $E=0{,}8\,E_0$, $B=B_0$; *4* — $E=E_0$, $B=B_0$, $B_0=10^6$ $с^{-1}$, $E_0/R=23\,150$ К; *5* — квазистационарный вариант, $G_g=\varphi_{см}\,(1-K)\rho_0\bar{v}_\infty$.



С началом разрушения внешней поверхности на этот процесс накладывается перемещение внутренних изотерм вместе с поверхностью, в ре-

зультате чего расход газообразных продуктов разложения стремится к своему квазистационарному значению

$$G_g|_{\tau\to\infty} = \varphi_{см}\rho_0 \Gamma v_\infty, \tag{9-16}$$

определяемому только скоростью перемещения внешней поверхности. При этом важно отметить два обстоятельства. Первое то, что максимум скорости $G_g(\tau)$ может значительно превышать квазистационарное значение, определяемое уравнением (9-16). И второе: этот максимум наступает до того, как существенную роль начинает играть поверхностное разрушение. Тем самым оказывается возможным разделение внутренних и поверхностных физико-химических превращений по крайней мере в тех случаях нестационарного нагрева, когда температура разрушения существенно превосходит температуру коксования T^*. В этом случае при анализе нестационарного разрушения можно использовать зависимости G_Σ (T_w), вычисленные или измеренные при квазистационарном разрушении, когда справедливо уравнение (9-16).

Сравнение вариантов, приведенных на рис. 9-7, показывает, что уменьшение энергии активации (E/R) или увеличение множителя B приводит к росту максимального значения расхода газов G_g. При этом, как следует из табл. 9-1, одновременно происходит уменьшение температуры коксования T^*, а следовательно, увеличивается роль фильтрационных процессов в переносе тепла внутри теплозащитного покрытия. Именно этим объясняется влияние кинетических констант (E/R) и B на скорость

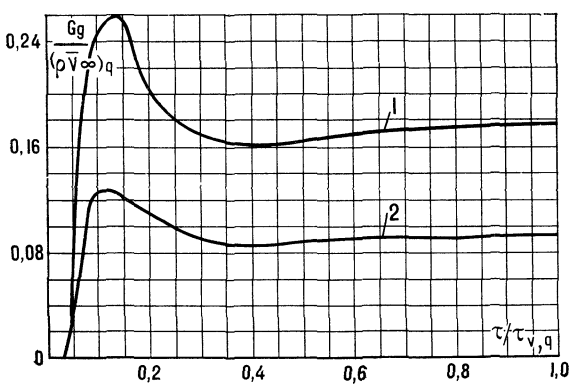


Рис. 9-8. Зависимость расхода газообразных продуктов разложения от времени и массовой доли смолы $\varphi_{см}$.

1 — $\varphi_{см}=0{,}4$; *2* — $\varphi_{см}=0{,}15$ (индекс *q* соответствует параметрам квазистационарного разрушения кварцевого стекла).

уноса массы G_Σ и температуру поверхности T_w [Л. 9-5]. В частности, при уменьшении T^* зависимость G_Σ (τ) смещается вниз как на участке нестационарного прогрева, так и в зоне установившегося процесса. Это равносильно увеличению теплоемкости однородного стеклообразного материала. Температура поверхности чувствительна к изменению кине-

тических констант лишь на участке неустановившегося прогрева, тог как ее квазистационарное значение оказывается для всех вариант близким к значению этой температуры для однородного стекла.

Все приведенные выше результаты относились к стеклопластику массовым содержанием смолы $\varphi_{см}=0{,}15$ и коксовым числом $K=0$ Представляют интерес расчеты прогрева и термического разложения м териала при вариациях $\varphi_{см}$ или коксового числа (рис. 9-8). Видно, ч расход газообразных продуктов пропорционален $\varphi_{см}$ только на квазист ционарном участке [см. уравнение (9-16)], тогда как на участке нест ционарного прогрева влияние указанных параметров несколько слабе Зависимость основных параметров разрушения от теплофизическ свойств газообразных продуктов разложения смолы достаточно слаба влияние этих свойств можно учитывать по формулам квазистационарн го разрушения.

Процессы на внешней поверхности композиционных материало (стеклопластико

Отличие стеклопластика от однородного стекла проявляется не тол ко в твердой или жидкой фазе. Выделение газообразных продуктов те мического разложения и вынос пленкой расплава твердых коксовых ч стиц существенно перестраивает процессы в пристеночном газовом сло Даже в тех случаях, когда пленка расплава на поверхности стеклопл стика не образуется, определяющую роль в процессе разрушения пр должает играть наполнитель — стекло, ибо оно является преобладак щей компонентой по массе и способно образовать механически прочны каркас.

При разрушении стеклопластика через поверхность тела в погранич ный слой поступают три типа газообразных компонент:

летучие продукты термического разложения связующего;

испарившиеся молекулы стекла;

продукты горения твердого углерода — кокса, являющегося втори ным продуктом термического разложения фенолформальдегидных и н которых других типов связующих.

Взаимодействие двух последних газообразных компонент и опред ляет своеобразие тепло- и массообмена на поверхности стеклопластико

Следует заметить, что в пограничном слое газа над стеклопластико может присутствовать до 50 различных компонент. Однако влияние мн гих из них на результирующие параметры разрушения, такие как су марный тепловой эффект физико-химических превращений ΔQ_w ил скорость уноса массы G_w, оказывается достаточно слабым, поэтому пра вильный выбор модели процесса и расчетной схемы является весьм важной задачей.

Мы примем в дальнейшем, что нагретый поверхностный слой соде жит двуокись кремния SiO_2, свободный углерод C и газообразные пр

дукты разложения связующего (в основном окись углерода CO и молекулярный водород H_2). Кислород содержится как в молекуле стекла, так и в полимерных цепочках связующего, однако для выделения роли испарения мы будем учитывать его порознь. В численных примерах этого параграфа будут приняты следующие массовые содержания компонент, характерные для стеклопластика на фенолформальдегидном связующем:

$$\varphi_{SiO_2} = 0{,}7; \quad \varphi_C = 0{,}23; \quad \varphi_H = 0{,}02; \quad \varphi_O = 0{,}05. \tag{9-17}$$

Ограничимся случаем квазистационарного разрушения без образования пленки расплава, тогда суммарная скорость поверхностного разрушения G_w пропорциональна скорости испарения стекла G_{SiO_2}:

$$G_w = G_{SiO_2}/\varphi_{SiO_2}. \tag{9-18}$$

Процесс испарения стекла будем описывать с помощью соотношения Кнудсена — Ленгмюра (см. гл. 8):

$$G_{SiO_2} = a\frac{p^н_{SiO_2} - p_{SiO_2}}{\sqrt{2\pi R T_w / M_{SiO_2}}}. \tag{9-19}$$

В отличие от давления насыщенного пара $p^н_{SiO_2}$, являющегося функцией только температуры поверхности, парциальное давление p_{SiO_2} зависит от всей совокупности физико-химических процессов в пограничном слое. Оно определяется интенсивностью диффузии (массообмена) поперек пограничного слоя, наличием кремний- и кислородосодержащих компонент, скоростью испарения и т. д. В случае композиционных материалов сложная взаимосвязь многих процессов может привести к неоднозначной зависимости скорости испарения от температуры поверхности.

Обозначив через β коэффициент массообмена, запишем баланс массы элемента кремния на разрушающейся поверхности:

$$\varphi_{SiO_2} G_w (M_{Si}/M_{SiO_2}) = \tilde{c}_{Si}[G_w + \beta], \tag{9-20}$$

где M_{Si} и M_{SiO_2} — молекулярные массы соответствующих компонент. Массовая концентрация элемента кремния $\tilde{c}_{Si}$ учитывает его содержание во всех компонентах, а именно: в двуокиси кремния SiO_2, окиси SiO, чистом кремнии Si, различных карбидах и нитридах кремния и т. д. Если термодинамические условия в пограничном слое благоприятствуют химическому взаимодействию молекул стекла SiO_2 с присутствующими там компонентами, то расчет скорости испарения с помощью соотношений (9-19) и (9-20) требует знания результирующего состава газа с учетом этого взаимодействия.

Рассмотрим главные из этих реакций и определим интенсивность и протекания. Необходимые для этого термодинамические данные прив дены на рис. 9-9, номера кривых на графике соответствуют следующи константам равновесия:

$K_{p1} = p_{Si_2C} p_{CO}^2 p_{SiO}^{-2}$ (считая $p_C = p_C^н$); $K_{p2} = p_{SiO} p_{O_2}^{0,5} p_{SiO_2}^{-1}$;

$K_{p3} = p_{Si_2C} p_C^н p_{Si}^{-2} p_C^{-1}$; $K_{p4} = p_{SiH} p_{Si}^{-1} p_{H_2}^{-0,5}$;

$K_{p5} = p_{SiO_2} p_{SiO}^{-1} p_{CO} p_{CO_2}^{-1}$; $K_{p6} = p_{SiC_2} p_{Si_2C}^{-1} p_{SiO} p_{CO}^{-1}$;

$K_{p7} = p_{CN} p_{CO}^{-1} p_{N_2}^{-0,5} p_{SiO} p_{Si}^{-1}$; $K_{p8} = p_{Si_2}^2 p_{Si}^{-1} p_{Si_2C}^{-1} p_{CO} p_{SiO}^{-1}$;

$K_{p9} = p_{SiC} p_{Si}^{-1} p_C^н p_C^{-1}$; $K_{p10} = p_{SiN} p_{Si}^{-1} p_{N_2}^{-0,5}$;

$K_{p11} = p_{Si} p_{O_2}^{0,5} p_{SiO}^{-1}$; $K_{p12} = p_{Si} p_{SiO}^{-1} p_{CO_2} p_{CO}^{-1}$;

$K_{p13} = p_{Si} p_{SiO_2} p_{SiO}^{-2}$; $K_{p14} = p_{OH} p_H p_{H_2O}^{-1}$;

$K_{p15} = p_{SiO_2}^н$; $K_{p16} = p_{C_2H} p_{H_2}^{0,5} p_{C_2H_2}^{-1}$; $K_{p17} = p_{H_2} p_{H_2O}^{-1} p_{CO_2} p_{CO}^{-1}$;

$K_{p18} = p_{C_2H_2} p_{CO}^{-1} p_{H_2}^{-1} p_C^н p_C^{-1} p_{SiO} p_{Si}^{-1}$;

$K_{p19} = p_{HCN} p_{C_2H_2}^{-1} p_C (p_C^н)^{-1} p_{H_2}^{0,5} p_{N_2}^{-0,5}$.

Испарившаяся молекула двуокиси кремния стремится диссоциирс вать на окись кремния и свободный кислород

$$SiO_2 \rightleftarrows SiO + 0{,}5O_2.$$

Равновесную степень протекания этой реакции можно рассчитат с помощью закона действующих масс:

$$(p_{SiO}/p_{SiO_2}) = K_{p2}(T_w)/\sqrt{p_{O_2}}. \qquad (9\text{-}2$$

Если бы парциальное давление кислорода было известно, то степен диссоциации была бы функцией только температуры поверхности T и определялась с помощью термодинамических таблиц [Л. 9-9]. Н рис. 9-9 отношение парциальных давлений p_{SiO} и p_{SiO_2} в зависимост от T_w (кривая 2) приведено для давления кислорода $p_{O_2} = 1 \cdot 10^5$ П Видно, что в широком интервале температур степень диссоциации моле кул стекла превышает единицу, причем с уменьшением давления p_{O_2} как это следует из уравнения (9-21), этот параметр возрастает пропор ционально $(1/\sqrt{p_{O_2}})$. Очевидно, что диссоциация SiO_2 является одним из важнейших процессов в механизме разрушения.

Сложнее обстоит дело с другими реакциями, затрагивающими крем ний. Так, более глубокая диссоциация стекла

$$SiO \rightleftarrows Si + 0{,}5O_2$$

может стать существенной при расчете испарения, если $p_{O_2} \leqslant 10^{-3}$ Па (кривая *11*). При наличии на разрушающейся поверхности условий, благоприятных для образования чистого кремния, весьма вероятно одновременное появление и некоторых других кремнийсодержащих компонент.

Количество Si_2C может составить несколько процентов от содержания SiO лишь в том случае, когда относительное содержание кремния p_{Si}/p_{SiO} превысит 10^{-2} (кривая *3* на рис. 9-9). При умеренных температурах ($T \leqslant 2600$ К) верхняя граница концентрации Si_2C определяется кривой *1*. Аналогичные оценки показывают, что содержание SiH соизмеримо с концентрацией кремния, если парциальное давление водорода p_{H_2} имеет порядок 10^5 Па (кривая *4*). Рассмотренными компонентами можно ограничить набор кремнийсодержащих соединений даже в диапазоне высоких относительных величин p_{Si}/p_{SiO}. Кривая *6* позволяет оценить концентрацию SiC_2, кривая *9* — SiC, кривая *10* — SiN, а кривая *8* дает отношение:

$$\frac{p_{Si_2}}{p_{SiO}} \frac{p_{Si_2}}{p_{Si_2C}} = K_{p8} \frac{p_{Si}}{p_{SiO}} \frac{p_{SiO}}{p_{CO}} \leqslant 0{,}05 \frac{p_{Si}}{p_{SiO}}.$$

Даже если положить $p_{Si} \approx p_{SiO}$, видно, что концентрацией Si_2 можно пренебречь по сравнению с концентрацией хотя бы одной из компонент Si_2C или SiO.

Из соединений углерода с кислородом возможно присутствие окиси и двуокиси углерода (кривые *5* и *12*). Водород с углеродом образуют ацетилен C_2H_2, особенно при больших значениях p_{H_2} и p_{Si}/p_{SiO} — кривая *18*. Концентрации CN, C_2H, HCN будут малы в присутствии кремния (кривые *7*, *16* и *19*). Наиболее устойчивым соединением водорода с кислородом является вода (кривая *17*), тогда как гидроксил образуется лишь при малых p_H (кривая *14*). При этом $p_{H_2}/p_{H_2O} \approx 0{,}1$ (p_{CO}/p_{CO_2}) — кривая *17*. Кривая *15* соответствует давлению $p^{H}_{SiO_2}$.

Подводя итог термодинамическому анализу, можно утверждать, что увеличение степени диссоциации молекул стекла, а следовательно, и интенсивности испарения возможно лишь в том случае, если в поверхностном слое имеется мощный сток молекул кислорода. Окислительный потенциал воздушного потока ограничен величиной βc_{Oe}, и с ростом скорости разрушения (вдува) он убывает. При вполне определенном содержании углерода в стеклографитовых материалах их разрушение будет сопровождаться восстановлением стекла до окиси SiO или до чистого кремния, т. е. свободный углерод, образовавшийся, например, при термическом разложении органического связующего (кокс), обусловливает мощный сток молекул внешнего (из набегающего потока) и внутреннего (из молекул стекла) кислорода. При этом если доля C в материале велика, то он так же, как и водород, будет реагировать с самим кремнием, образуя Si_2C, SiH и C_2H_2.

Рассмотрим далее процессы тепло- и массообмена на поверхност тех стеклографитовых материалов, содержание углерода в которых пре вышает 0,25 φ_{SiO_2}. Как будет показано в дальнейшем, только в этом случае при разрушении стекла произойдет однократная и начнется дву

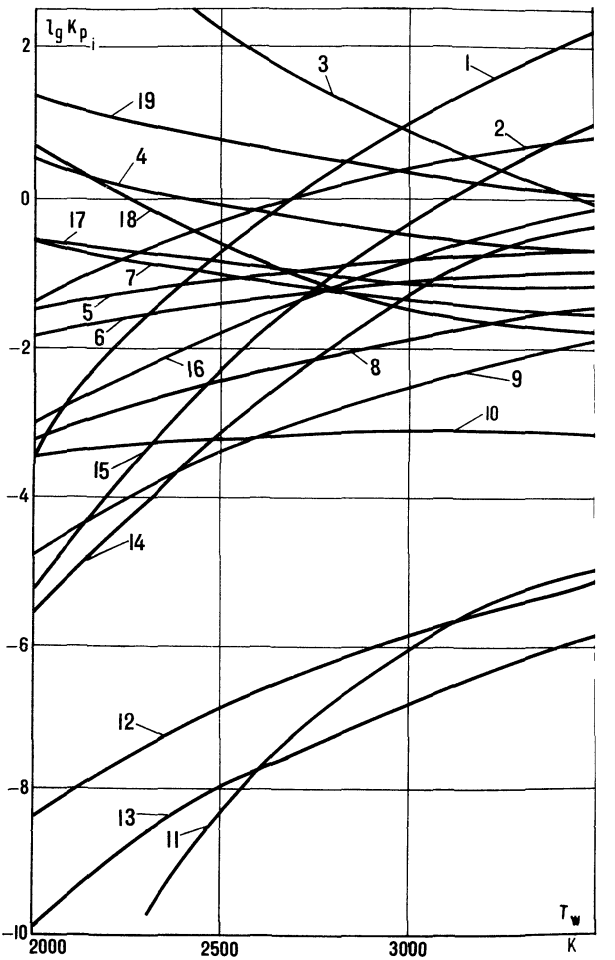


Рис. 9-9. Зависимость констант равновесия химических реакций от температуры [Л. 9-9]. K_p **— в** 10^5 **Па,** T **— в К.**

(Номера кривых соответствуют индексам констант равновесия, описанным в тексте).

кратная диссоциация его молекул. Применительно к типичным рецептурам стеклопластиков это означает, что $\varphi_C \geqslant 0{,}20$. При горении углерода возможно протекание двух реакций:

$$C + O_2 = CO_2; \quad C + O = CO.$$

Первая из них связывает большое количество кислорода. С точки зрения термодинамики она более вероятна при низких температурах и высоких парциальных давлениях кислорода. Именно через парциальное давление кислорода эта реакция оказывается связанной с диссоциацией паров стекла — двуокиси кремния. Интересно отметить, что степень диссоциации молекул стекла почти всегда на порядок выше, чем молекул CO_2 (кривая *5* на рис. 9-9):

$$(p_{CO}/p_{CO_2}) \approx 0{,}1\,(p_{SiO}/p_{SiO_2}). \qquad (9\text{-}22)$$

Если же сопоставить интенсивность образования молекул CO со степенью двукратной диссоциации молекул стекла, то получим другое, столь же интересное соотношение (кривая *12*):

$$(p_{CO}/p_{CO_2}) > 10^5\,(p_{Si}/p_{SiO}). \qquad (9\text{-}23)$$

Объединяя уравнения (9-22) и (9-23), получаем (кривая *13*):

$$(p_{SiO}/p_{SiO_2}) > 10^6\,(p_{Si}/p_{SiO}). \qquad (9\text{-}24)$$

В результате проведенных оценок мы приходим к важному выводу относительно состава газа в пограничном слое над разрушающейся поверхностью стеклографитовых материалов. В диапазоне малых скоростей разрушения, когда концентрация кислорода у поверхности $c_{O,w}$ близка к содержанию его в набегающем потоке $c_{O,e}$,

$$c_{O,w} \approx c_{O,e} = 0{,}23,$$

среди компонент, содержащих углерод и кремний, преобладают SiO_2, SiO, CO_2. Кроме них, у поверхности могут образовываться еще молекулы воды H_2O.

При умеренных скоростях разрушения концентрация кислорода у поверхности постепенно становится ниже, чем в набегающем потоке. Горение углерода идет с образованием окиси CO и двуокиси CO_2. Согласно уравнениям (9-22) и (9-23) состав вдуваемого газа можно ограничить компонентами SiO, CO, CO_2.

И, наконец, при больших скоростях разрушения и при достаточно высоком содержании углерода в материале φ_C однократная диссоциация молекул стекла уже не в состоянии покрыть все потребности в кислороде, поэтому у поверхности появляются молекулы кремния. В соответствии с уравнениями (9-23) и (9-24) это равносильно полному исчезновению молекул CO_2 и SiO_2. В составе вдуваемых компонент выделяется следующая триада:

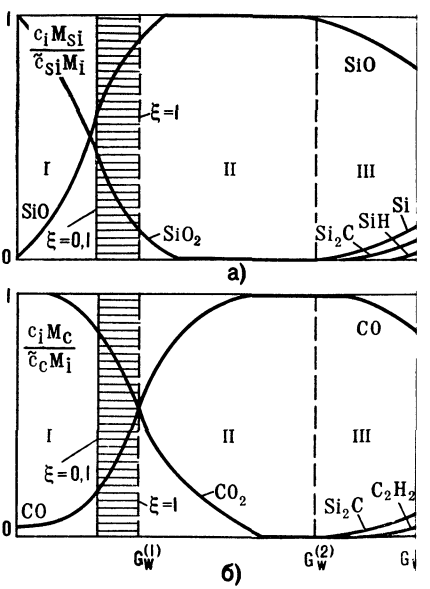
Si, SiO, CO.

Заметим, что последний диапазон скоростей разрушения наиболее сложен с точки зрения термодинамического анализа, ибо парциальное

давление кислорода столь мало, что возможно образование сразу мно гих кремнийсодержащих компонент: карбидов, гидридов и др. Все эт существенно затрудняет точный расчет суммарного теплового эффект поверхностных процессов ΔQ_w. Однако расчетная схема имеет одно важ ное преимущество перед расчетными схемами, используемыми в други диапазонах: зависимость скорости испарения от температуры поверхно сти становится явной. Это объясняется тем, что в уравнении (9-19) пар циальное давление паров двуокиси кремния становится пренебрежим малым по сравнению с давлением насыщенных паров. К этому вопрос мы еще вернемся ниже.

Изменение относительной концентрации различных компонент в про дуктах разрушения схематически показано на рис. 9-10. Там же отмече ны два характерных значения скорости разрушения $G_w^{(1)}$ и $G_w^{(2)}$, огра ничивающих зоны I, II, III существенного изменения состава газа у поверхности. Очевидно, что переход из одного диапазона в другой происходит не мгновенно. Ниже будет показано, что знание даже приблизительных границ этих диапазонов оказывается достаточным для того, чтобы установить основные принципиальные особенности разрушения стеклографитовых материалов по отношению к однородному стеклу. В частности, удается определить, что состав материала и параметры набегающего потока обусловливают появление немонотонности в зависимости скорости испарения от температуры поверхности.

Рис. 9-10. Изменение относительной кон центрации различных кремний- (*а*) и угл родосодержащих (*б*) компонент в про дуктах разрушения стеклопластика.



Оба граничных значения скорости уноса массы связаны с кризисом в кислородном балансе на разрушающейся поверхности.

Обозначим через $G_w^{(1)}$ то значение скорости разрушения, при которой всего кислорода, содержащегося в подходящем извне диффузионном потоке и выносимого в парах материала, уже не хватает для образования двуокиси углерода CO_2. Оче видно, что этот критический режим характеризуется не точкой, а нек торым диапазоном значений скорости G_w, в котором концентрация С понижается, а концентрация окиси CO соответственно возрастает. На достаточно сейчас определить лишь нижнюю границу этого переходно

диапазона, когда разрушение еще идет с образованием CO_2 и H_2O, но концентрация кислорода на поверхности уже упала до такого значения $c_{O,w} \ll c_{O,e}$, при котором диссоциируют почти все испаряющиеся молекулы стекла. Из баланса массы кислорода следует, что

$$\beta c_{O,e} + G_w^{(1)}\left(\varphi_{SiO_2}\frac{M_O}{M_{SiO_2}} + \varphi_O\right) = G_w^{(1)}\left(\varphi_C\frac{2M_O}{M_C} + \frac{\varphi_H M_O}{2M_H}\right). \qquad (9\text{-}25)$$

Используя аналогию между тепло- и массообменом, запишем равенство:

$$\beta = (\alpha/c_p)_w.$$

Если теперь ограничимся линейным участком зависимости коэффициента теплообмена от расхода вдуваемого газа G_w, т. е. примем, что

$$(\alpha/c_p)_w = (\alpha/c_p)_0 - \gamma G_w,$$

то уравнение (9-25) можно переписать следующим образом:

$$\bar{G}_w^{(1)} = \frac{G_w^{(1)}}{(\alpha/c_p)_0} = \frac{c_{O,e}}{\frac{2M_O}{M_C}\varphi_C - \frac{M_O}{M_{SiO_2}}\varphi_{SiO_2} - \varphi_O + \gamma c_{O,e} + 0{,}5\varphi_H\frac{M_O}{M_H}}. \qquad (9\text{-}26)$$

Теперь можно определить ширину переходного интервала между первым и вторым характерными режимами разрушения. Как следует из уравнения (9-22), уже при $\xi = p_{CO}/p_{CO_2} = 1$ диссоциируют почти все молекулы стекла, тем самым $\bar{G}_w^{(1)}(\xi = 1)$ можно считать верхней границей переходного интервала. Можно показать, что при произвольном значении ξ и однократной диссоциации молекул стекла критическое значение $\bar{G}_w^{(1)}(\xi)$ имеет вид:

$$\bar{G}_w^{(1)}(\xi) = \frac{c_{O,e}}{\left(\frac{2+\xi}{1+\xi}\right)\frac{M_O}{M_C}\varphi_C - \frac{M_O}{M_{SiO_2}}\varphi_{SiO_2} - \varphi_O + \gamma c_{O,e} + 0{,}5\varphi_H\frac{M_O}{M_H}}. \qquad (9\text{-}27)$$

Второй режим разрушения характеризуется умеренными скоростями G_w и триадой компонент SiO, CO и CO_2 в продуктах разрушения и заканчивается тогда, когда для окисления выносимого на поверхность углерода оказывается уже недостаточно оторвать один атом кислорода от молекулы стекла. Обозначим через $\bar{G}_w^{(2)}$ такое значение скорости уноса массы, при котором относительное содержание свободного кремния превысит $p_{Si}/p_{SiO} \geqslant 10^{-2}$. Согласно уравнениям (9-23) и (9-24) при этом молекулы SiO_2 и CO_2 в продуктах разрушения у поверхности уже отсутствуют, а компонент типа Si_2C еще очень мало. Можно также пренебречь содержанием H_2O. Тогда из баланса массы кислорода можно, как и в

предыдущем случае, определить критическое значение скорости разру шения $\bar{G}_w^{(2)}$:

$$\bar{G}_w^{(2)} = \frac{c_{O,e}}{\frac{M_O}{M_C}\varphi_C - \frac{M_O}{M_{SiO_2}}\varphi_{SiO_2} - \varphi_O + \gamma c_{O,e}}. \qquad (9\text{-}28$$

В качестве примера рассчитаем конкретные значения $\bar{G}_w^{(1)}$ и $\bar{G}_w^{(2)}$ дл стеклопластиков на фенольном связующем при указанном в (9-17) со держании компонент материала.

При ламинарном режиме обтекания можно принять $\gamma = 0{,}6$, и тогд из уравнения (9-27) получаем:

$$\bar{G}_w^{(1)}(\xi = 0) \approx 0{,}3, \text{ а } \bar{G}_w^{(1)}(\xi = 1) \approx 0{,}4.$$

Если режим обтекания турбулентный, то, положив коэффициент вду ва $\gamma = 0{,}2$, получим:

$$G_w^{(1)}(\xi = 0) = 0{,}37, \text{ а } \bar{G}_w^{(1)}(\xi = 1) = 0{,}49.$$

Как видим, полуширина переходного интервала между первым и вто рым режимом разрушения составляет не более 15% среднего значени $\bar{G}_w^{(1)}$ (соответственно равного 0,36 для ламинарного и 0,43 для турбулент ного обтекания). Важно отметить слабую зависимость $\bar{G}_w^{(1)}$ от типа те чения в пограничном слое.

Напротив, второе граничное значение для скорости уноса массы до статочно сильно зависит от того, ламинарный или турбулентный режи обтекания устанавливается в пограничном слое. В первом случае $\bar{G}_w^{(2)} = 1{,}1$, а во втором примерно равна 2.

Из формулы (9-28) следует, что двукратная диссоциация молеку стекла имеет место лишь в случае

$$[\varphi_C - \varphi_O (M_C/M_O)]/\varphi_{SiO_2} > (M_C/M_{SiO_2}) = 0{,}2.$$

С ростом теплового потока вначале происходит монотонное увелич ние температуры поверхности и связанной с ней скорости уноса масс Как в первом, так и во втором диапазоне концентрация элемента крем ния может быть представлена через парциальные давления двуокис и окиси кремния. Тогда, исключив вследствие его малости p_{SiO_2} из ура нения (9-19), с помощью уравнения (9-20) получим следующее равен ство:

$$G_w = \frac{a p^{H}_{SiO_2}}{\varphi_{SiO_2}\sqrt{2\pi R T_w / M_{SiO_2}} + \frac{M_\Sigma}{M_{SiO_2}} \frac{a\varphi_{SiO_2} p_e}{(1 + p_{SiO}/p_{SiO_2})(\beta + G_w)}}. \qquad (9\text{-}2$$

Как было показано, отношение парциальных давлений окиси и двуокиси кремния во всем первом диапазоне скоростей разрушения не превышает 10 и второе слагаемое в знаменателе оказывается намного больше первого. Следовательно, зависимость $\bar{G}_w(T_w)$ для этого диапазона можно упростить:

$$\bar{G}_w = \frac{A}{\varphi_{SiO_2} p_e + (\gamma - 1) A};$$

$$A = \frac{M_{SiO_2}}{M_\Sigma} p^н_{SiO_2}(T_w)\left(1 + \frac{p_{SiO}}{p_{SiO_2}}\right); \quad \frac{p_{SiO}}{p_{SiO_2}} = \frac{K_{p2}(T_w)}{\sqrt{0{,}2\, p_e}}. \tag{9-30}$$

В частности, используя аппроксимации таблиц [Л. 9-9], нетрудно получить явное выражение для температуры $T_w^{(1)}$, при которой достигается первое граничное значение $\bar{G}_w = \bar{G}_w^{(1)}$. Применительно к стеклопластикам на фенольной смоле с $\varphi_{SiO_2} = 0{,}7$ эта температура равна:

$$T_w^{(1)} = \frac{86\,480}{30{,}13 - 3{,}45 \lg p_e}; \quad p_e — \text{в } 10^5 \text{ Па}. \tag{9-31}$$

В интервале II, где $\bar{G}_w^{(1)} < \bar{G}_w < \bar{G}_w^{(2)}$, зависимость $\bar{G}_w(T_w)$ имеет достаточно сложный, а в некоторых случаях неоднозначный характер (рис. 9-11). Пунктирная кривая соответствует испарению в вакууме, а цифры около кривых дают величину $[p_e/(\alpha/c_p)_0]$.

Аналитическое представление зависимости $\bar{G}_w(T_w)$ весьма громоздко, и поэтому мы его не приводим. Нам важно сейчас установить общие физические закономерности процесса и, в частности, выявить его определяющие параметры.

При $\bar{G}_w > \bar{G}_w^{(2)}$ начинается двукратная диссоциация молекул стекла, при этом отношение p_{SiO}/p_{SiO_2} превышает 10^4. В этом случае уравнение (9-29) существенно упрощается: при всех реальных значениях отношения давления p_e к коэффициенту теплообмена на непроницаемой поверхности $(\alpha/c_p)_0$ вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь. Тогда зависимость скорости уноса массы от температуры поверхности становится явной:

$$\bar{G}_w = (a p^н_{SiO_2})/[(\alpha/c_p)_0 \varphi_{SiO_2} \sqrt{2\pi R T_w / M_{SiO_2}}]. \tag{9-32}$$

Теперь нетрудно получить явное выражение для температуры $T_w^{(2)}$, при которой достигается второе граничное значение скорости $\bar{G}_w^{(2)}$. Для ламинарного режима обтекания стеклопластика с $\varphi_{SiO_2} = 0{,}7$ имеем:

$$T_w^{(2)} = \frac{61\,700}{22{,}3 - 2{,}3 \lg (\alpha/c_p)_0}; \quad (\alpha/c_p)_0 — \text{в кг/(м}^2 \cdot \text{с)}. \tag{9-33}$$

Интересно отметить, что первое критическое значение температуры зависело только от давления на внешней границе пограничного слоя,

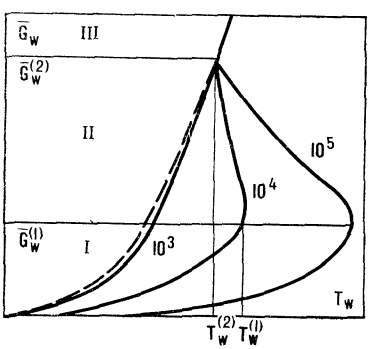
тогда как второе полностью определяется коэффициентом теплообмена. В связи с этим при определенных соотношениях между ними температура $T_w^{(2)}$ будет меньше $T_w^{(1)}$ (рис. 9-12), т. е. зависимость скорости уноса массы от температуры $\bar{G}_w(T_w)$ становится неоднозначной (см. рис. 9-11). Для рассмотренного выше конкретного состава стеклопластика нарушение монотонности наступает при $p_e/(\alpha/c_p)_0 \geqslant 0{,}5 \cdot 10^5$, м/с.

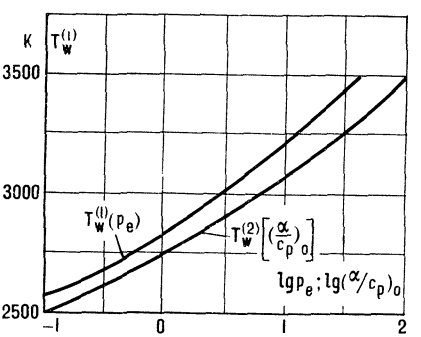
Итак, для углеродосодержащих стеклопластиков в отличие от однородных стекол характерны три режима разрушения при воздействии на них высокотемпературного потока воздуха. Первый из них, ограниченный сверху скоростью уноса массы $\bar{G}_w < \bar{G}_w^{(1)}$, описывается общими для всех стеклопластиков закономерностями (гл. 6), практически не зависящими от их элементарного состава.

Во втором режиме разрушения наличие в поверхностном слое стеклопластика свободного углерода приводит к резкой интенсификации испарения, причем зависимость скорости уноса массы от температуры поверхности при определенном соотношении параметров набегающего потока становится неоднозначной. И, наконец, третий режим разрушения

Рис. 9-11. Зависимость скорости разрушения $\bar{G}_w$ от температуры поверхности T_w. Цифры на кривых соответствуют отношению $[p_e/(\alpha/c_p)_0 \times \times 10^{-8}]$, м/с.

Рис. 9-12. Зависимость характерных значений температур $T_w^{(1)}$ и $T_w^{(2)}$ от параметров набегающего газового потока p_e и $[\alpha/c_p]_0$ соответственно; $(\alpha/c_p)_0$ — в кг/(м²·с), p_e — в 10^5 Па.





свойствен лишь тем стеклопластикам, у которых содержание углерода превышает четверть массовой доли стекла. В этом случае максимальное значение скорости испарения определяется кинетической теорией (как при испарении в вакуум), а в пограничном слое присутствуют не только SiO, но также карбиды и гидриды кремния и элементарный кремний.

9-4. Суммарный тепловой эффект поверхностных процессов при взаимодействии композиционного теплозащитного материала с многокомпонентным газовым потоком

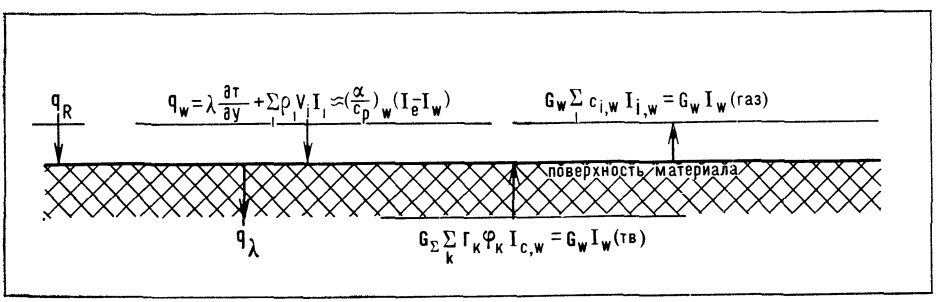
При решении задач о взаимодействии композиционных теплозащитных материалов с газовым потоком в качестве граничного условия на разрушающейся поверхности необходимо задавать два параметра: G_w и ΔQ_w. Первый из них — скорость уноса массы с поверхности G_w, как мы показали в предыдущем параграфе, зависит прежде всего от температуры поверхности T_w, хотя в некоторых случаях эта зависимость может оказаться неоднозначной.

Второй параметр поверхностного взаимодействия — суммарный тепловой эффект ΔQ_w — также может быть представлен в виде функции от температуры поверхности T_w и некоторых параметров набегающего потока (например, давления p_e и т. д.), или, как показано в гл. 8 на примере плавящихся материалов, целесообразно связать ΔQ_w со скоростью G_w.

Рассмотрим общую задачу об определении суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w при разрушении композиционного материала в многокомпонентном газовом потоке. При этом как в материале, так и в потоке будем допускать наличие следующих элементов: углерода, водорода, кислорода, азота и кремния.

Тепловой поток q_λ, идущий на прогрев материала, складывается из лучистого q_R и конвективного q_w потоков, причем последний подводится

Рис. 9-13. Баланс тепла на разрушающейся поверхности.



к поверхности тела за счет теплопроводности газа и диффузии отдельных его компонент (рис. 9-13):

$$q_w = \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_i \rho_i V_i I_i \approx \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho D_{ij} \sum_i I_i \frac{\partial c_i}{\partial y}.$$

В то же время от поверхности раздела в пограничный слой отводится поток энергии, пропорциональный расходу продуктов разрушения — $G_w I_w = G_w \sum_i c_{i,w} I_{i,w}$, а по направлению к поверхности раздела со стороны конденсированной фазы подходит поток энергии, равный $G_\Sigma \sum_k \Gamma_k \varphi_k I_{k,w}$. Как показано в гл. 2, при числах Льюиса, равных единице, тепловой поток, подведенный за счет теплопроводности и диффузии в пограничном слое, может быть выражен соотношением:

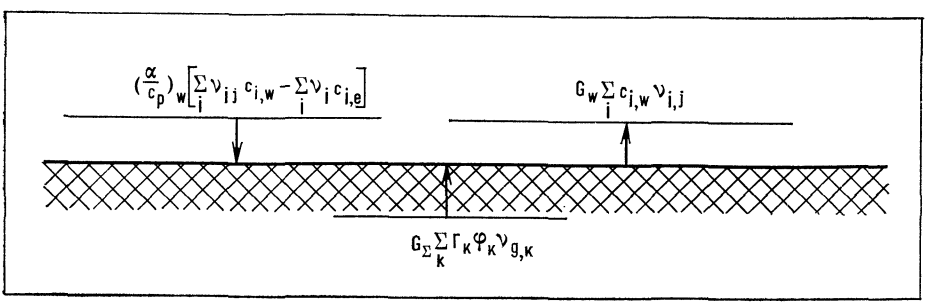
$$q_w = \frac{\lambda}{\bar{c}_p} \frac{\partial I}{\partial y} = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)(I_e - I_w). \qquad (9\text{-}34$$

Результирующий перепад энтальпий торможения в пограничном слое можно представить в виде суммы отдельных составляющих, учитывая тем самым в явном виде концентрации отдельных компонент на поверхности и в набегающем потоке:

$$I_e - I_w = \sum_i c_{i,e} I_{i,e} - \sum_i c_{i,w} I_{i,w} = \sum_i c_{i,c} (I_{i,e} - I_{i,w}) + \sum_i I_{i,w} (c_{i,e} - c_{i,w}). \qquad (9\text{-}35$$

Аналогично тепловому балансу на разрушающейся поверхности можно выписать баланс массы любой компоненты газовой смеси. Однако при этом следует учесть, что аналогия между тепло- и массообменом в общем случае химически неравновесного пограничного слоя позволяет говорить лишь о подобии профилей энтальпий торможения и массовых концентраций химических элементов, а не отдельных компонент c_i.

Рис. 9-14. Баланс массы на разрушающейся поверхности.



Поэтому для каждого химического элемента на разрушающейся поверхности (рис. 9-14) можно записать следующий баланс массы:

$$G_\Sigma \sum_k \varphi_k \Gamma_k \nu_{j,k} = G_w \sum_i c_{i,w} \nu_{i,j} + (\alpha/c_p)_w \left[\sum_i \nu_{i,j} (c_{i,w} - c_{i,e})\right], \qquad (9\text{-}3($$

где $\nu_{i,j}$ — массовое содержание j-го химического элемента в i-й компоненте газообразного пограничного слоя; φ_k — массовое содержание k-й составляющей композиционного теплозащитного материала, а Γ_k — коэффициент газификации k-й компоненты, т. е. доля в общем уносе массы $G_\Sigma \varphi_k$ расхода газообразных компонент данного химического состава. Коэффициент $\nu_{i,j}$ определяется как отношение молекулярных масс j-го химического элемента и той i-й компоненты, которая содержит рассматриваемый элемент.

Соотношение (9-36) позволяет связать суммарный тепловой эффект поверхностных процессов с тепловыми эффектами элементарных физико-химических превращений ΔQ_i, которые нам удобно выразить через разность термодинамических энтальпий i-й компоненты и некоторой «опорной» группы соединений, включающей SiO_2, CO_2, H_2O, N_2, O_2:

$$\Delta Q_i = I_i - I_{SiO_2}\nu_{Si,i}\frac{M_{SiO_2}}{M_{Si}} - I_{CO_2}\nu_{C,i}\frac{M_{CO_2}}{M_C} - I_{H_2O}\nu_{H,i}\frac{M_{H_2O}}{M_{H_2}} - I_{N_2}\nu_{N,i} -$$

$$- I_{O_2}\left(\nu_{O,i} - \nu_{Si,i}\frac{2M_O}{M_{Si}} - \nu_{C,i}\frac{2M_O}{M_C} - \nu_{H,i}\frac{M_O}{M_{H_2}}\right). \qquad (9\text{-}37)$$

Эта опорная группа соединений соответствует тем компонентам, которые должны образовываться на неразрушающейся поверхности тела при обтекании ее газовым потоком, содержащим химические элементы Si, C, H, N и O.

Таблица 9-2. **Тепловые эффекты образования веществ**

Соединение	SiO_2^s	SiO	Si	C^s	CO	Si_2C	SiH	H	C_2H_2
ΔQ_i, кДж/кг	8 780	4 760	27 700	33 200	9 840	21 900	29 600	354 000	48 500

Тепловые эффекты образования ряда химических соединений, рассчитанные по формуле (9-37), приведены в табл. 9-2 (индексом s при этом обозначена конденсированная фаза вещества). Введение опорной группы соединений позволяет избавиться от необходимости детально исследовать механизм образования данного химического компонента и соответственно упростить процедуру численных расчетов.

Тепловой поток к неразрушающейся поверхности с температурой T_w записывается в виде суммы потоков $q_R + q_0$, где q_R — радиационный тепловой поток, а q_0 — конвективный тепловой поток, который может быть записан в следующем виде:

$$q_0 = (\alpha/c_p)_0 \left[(I_e - \sum_i c_{i,e} I_{i,w}) + \sum_i (c_{i,e} - c_{i,w})\Delta Q_i\right]. \qquad (9\text{-}38)$$

Суммируя все процессы переноса тепла, отмеченные на рис. 9-13 получаем окончательное выражение для теплового потока при наличи разрушения поверхности тела со скоростью G_w:

$$q_w = q_R + (\alpha/c_p)_w \left[\left(I_e - \sum_i c_{i,e} I_{i,w} \right) + \sum c_{i,e} \Delta Q_i \right] +$$

$$+ G_\Sigma \sum_k \varphi_k \Gamma_k \Delta Q_k - \left[(\alpha/c_p)_w + G_w \right] \sum_i c_{i,w} \Delta Q_i, \qquad (9\text{-}39)$$

причем коэффициент теплообмена при наличии вдува

$$(\alpha/c_p)_w = (\alpha/c_p)_0 \psi(\bar{G}_w), \quad \bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0.$$

Вид функции $\psi(\bar{G}_w)$ приводится в гл. 4.

Тогда соотношение (9-39) может быть переписано в виде

$$q_w = q_R + q_0 \psi(\bar{G}_w) - G_w \Delta Q_w.$$

Тем самым под суммарным тепловым эффектом поверхностных пр цессов ΔQ_w понимается следующая величина:

$$\Delta Q_w = -\sum_k \varphi_k \Gamma_k \Delta Q_k + G_\Sigma^{-1} \sum_i \Delta Q_i \left\{ \left[(\alpha/c_p)_w + G_w \right] c_{i,w} - (\alpha/c_p)_w c_{i,w,0} \right\}. \qquad (9\text{-}4$$

Индексом i, w, «0» отмечены концентрации i-х компонент при отсу ствии разрушения на поверхности.

Таким образом, суммарный тепловой эффект складывается из те лот, поглощенных при переходе различных составляющих материал в опорную группу соединений и последующем превращении этой опо ной группы соединений в реальные компоненты газовой смеси у п верхности.

В некоторых случаях удается получить простые аналитические фо мулы для расчета состава газа у разрушающейся поверхности и соо ветственно довести до конца задачу определения суммарного теплово эффекта поверхностных процессов ΔQ_w.

В частности, так получается в тех случаях, когда большинство х мических элементов представлено у поверхности одной компоненто а один из них — не более чем двумя компонентами. При этом балан массы химических элементов (9-36) вместе с законом Дальтона позв ляют получить аналитические формулы для концентраций каждой компонент.

В качестве примера рассмотрим первый режим разрушения стекл пластиков на фенолформальдегидной смоле, исследованный в предыд щем параграфе. Там было показано, что состав газов у поверхнос можно ограничить компонентами: SiO_2, SiO, H_2O, CO_2.

Тогда соотношения (9-36) могут быть представлены следующими четырьмя уравнениями:

$$c_{\mathrm{SiO}_2,w} = \frac{G_\Sigma}{(\alpha/c_p)_w + G_w}\left(\varphi_{\mathrm{SiO}_2}\Gamma_{\mathrm{SiO}_2} + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w G_\Sigma^{-1}\tilde{c}_{\mathrm{Si},e}\frac{M_{\mathrm{SiO}_2}}{M_{\mathrm{Si}}}\right)\left(1 + \frac{K_{\mathrm{P}_2}}{\sqrt{p_{\mathrm{O}_2,w}}}\right)^{-1};$$

$$c_{\mathrm{SiO},w} = \frac{G_\Sigma}{(\alpha/c_p)_w + G_\Sigma}\left(\varphi_{\mathrm{SiO}_2}\Gamma_{\mathrm{SiO}_2} + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w G_\Sigma^{-1}\tilde{c}_{\mathrm{Si},e}\frac{M_{\mathrm{SiO}}}{M_{\mathrm{Si}}}\right)\left(1 + \frac{\sqrt{p_{\mathrm{O}_2 w}}}{K_{\mathrm{p}2}}\right)^{-1}; \qquad (9\text{-}41)$$

$$c_{\mathrm{CO}_2,w} = \frac{G_\Sigma}{(\alpha/c_p)_w + G_w}\left\{\varphi_{\mathrm{C}} - \varphi_{\mathrm{см}}K(1-\Gamma_{\mathrm{C}}) + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w G_\Sigma^{-1}\tilde{c}_{\mathrm{C},e}\right\}M_{\mathrm{CO}_2}/M_{\mathrm{C}};$$

$$c_{\mathrm{H_2O}} = \frac{G_\Sigma}{(\alpha/c_p)_w + G_w}\left[\varphi_{\mathrm{H}} + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w G_\Sigma^{-1}\tilde{c}_{\mathrm{H},e}\right]M_{\mathrm{H_2O}}/M_{\mathrm{H_2}}.$$

Константа равновесия K_{p_2} соответствует реакции диссоциации молекул стекла (рис. 9-9), а набегающий поток может содержать в своем составе все рассматриваемые химические элементы.

При выводе соотношений (9-41) учитывались массовые скорости поступления отдельных составляющих материала к разрушающейся поверхности. При этом стекло и углерод (кокс) существуют в конденсированном виде, тогда как окись углерода и водород являются газообразными продуктами термического разложения смолы:

$$G^s_{\mathrm{SiO}_2} = G_\Sigma\varphi_{\mathrm{SiO}_2}\Gamma_{\mathrm{SiO}_2};\quad G^s_{\mathrm{C}} = G_\Sigma\varphi_{\mathrm{см}}\Gamma_{\mathrm{C}}K;$$

$$G_{\mathrm{CO}} = G_\Sigma\left[\varphi_{\mathrm{C}} - \varphi_{\mathrm{см}}K\right]M_{\mathrm{CO}}/M_{\mathrm{C}};\quad G_{\mathrm{H_2}} = G_\Sigma\varphi_{\mathrm{H}},$$

где K — коксовое число смолы, а $\varphi_{\mathrm{см}}$ — ее массовая доля в материале. Параметр φ_i дает массовое содержание i-й составляющей исходного материала, конкретные значения приведены в (9-17).

С помощью полученных формул соотношение (9-40) можно преобразовать к виду (набегающий поток будем считать окислительным):

$$\Delta Q_w = \varphi_{\mathrm{SiO}_2}\Gamma_{\mathrm{SiO}_2}\left(\Delta Q_{\mathrm{SiO}}\frac{K_{\mathrm{p}2}M_{\mathrm{SiO}}/M_{\mathrm{SiO}_2}}{K_{\mathrm{p}2} + \sqrt{p_{\mathrm{O}_2,w}}} - \Delta Q^s_{\mathrm{SiO}_2}\right) -$$

$$- \left[\varphi_{\mathrm{см}}K\Gamma_{\mathrm{C}}\Delta Q^s_{\mathrm{C}} + (\varphi_{\mathrm{C}} - \varphi_{\mathrm{см}}K)\frac{M_{\mathrm{CO}}}{M_{\mathrm{C}}}\Delta Q_{\mathrm{CO}} + \varphi_{\mathrm{H}}\Delta Q_{\mathrm{H_2}}\right] + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_w G_\Sigma^{-1}\tilde{c}_{\mathrm{Si},e}\times$$

$$\times\Delta Q_{\mathrm{SiO}}\frac{M_{\mathrm{SiO}}}{M_{\mathrm{Si}}}\left[\left(1 + \frac{\sqrt{p_{\mathrm{O}_2,w}}}{K_{\mathrm{p}2}}\right)^{-1} - \left(1 + \frac{\sqrt{p_{\mathrm{O}_2,w,0}}}{K_{\mathrm{p}2}}\right)^{-1}\right]. \qquad (9\text{-}42)$$

Это и есть искомое выражение для суммарного теплового эффекта поверхностных процессов (аналогичные формулы для двух других режимов разрушения стеклопластиков приведены в работе [Л. 9-12]).

Входящая в выражение (9-42) величина парциального давления кислорода с достаточной точностью может быть вычислена по формуле

$$p_{O_2,w} = p_e Z(CO_2, SiO_2, H_2O)\frac{M_\Sigma}{M_{O_2}}, \qquad (9\text{-}43)$$

где Z дает избыток кислорода в набегающем потоке, в котором предполагается наличие соединений, указанных в скобках:

$$Z(CO_2, SiO_2, H_2O) = \tilde{c}_{O,e} - \tilde{c}_{C,e}\frac{2M_O}{M_C} - \tilde{c}_{Si,e}\frac{2M_O}{M_{Si}} - \tilde{c}_{H,e}\frac{M_O}{M_{H_2}}. \qquad (9\text{-}44)$$

Концентрация химического элемента в набегающем потоке должна учитывать все компоненты, в составе которых он присутствует:

$$\tilde{c}_{i,e} = \sum_j c_{i,j,e}\nu_{i,j}.$$

Проведенные с помощью уравнения (9-42) оценки показывают, что суммарный тепловой эффект ΔQ_w с учетом малости p_{O_2} при заданных значениях параметров газификации Γ_{SiO_2} и Γ_C и отсутствии кремния в набегающем потоке будет слабо увеличиваться за счет роста степени диссоциации молекул стекла (увеличения K_{p2}). Нетрудно проследить и влияние на ΔQ_w давления в набегающем потоке p_e. С ростом давления степень диссоциации уменьшается и соответственно падает суммарный тепловой эффект ΔQ_w.

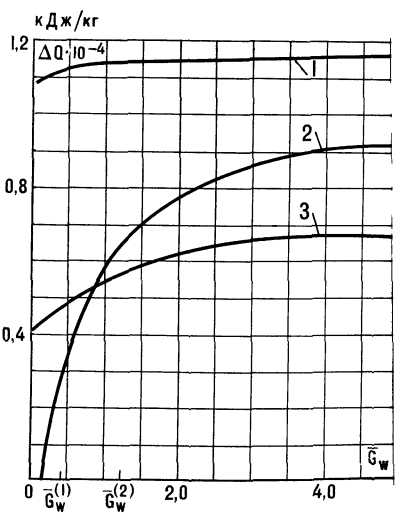


Рис. 9-15. Зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w от скорости разрушения $\bar{G}_w$.

1 — кварцевое стекло, $\Gamma_{SiO_2}=1$; *2* — стеклопластик, $\Phi_{SiO_2}=0{,}7$, $\Gamma_{SiO_2}=\Gamma_C=1$; *3* — то же $\Phi_{SiO_2}=0{,}7$, $\Gamma_{SiO_2}=1$, $\Gamma_C=0$.

В действительности, при различных сочетаниях внешних условий значения параметров газификации Γ_{SiO_2} и Γ_C могут изменяться в широких пределах, что приводит к сложной зависимости суммарного теплового эффекта поверхностных процессов от скорости разрушения. На поверхности стеклопластиков может образовываться обильная пленка расплава, в которую вкраплены твердые частички разрушенного коксового остатка (углерода). В зависимости от того, происходит или не происходит газификация этих частичек, резко изменяется соотношение молекул

стекла и окиси углерода в пограничном слое. На рис. 9-15 приведены данные численных расчетов суммарного теплового эффекта $\Delta Q_w(\bar{G}_w)$ при увеличении скорости разрушения $\bar{G}_w$. Кривая *2* соответствует случаю полного перехода углерода и стекла в газообразное состояние. Кривая *3* описывает результаты расчетов, в которых предполагалось, что углерод полностью сносится в пленке расплава $\Gamma_C = 0$. Там же для сравнения приведены данные для однородного стекла (кривая *1*). Отличие кривых *1* и *3* связано не только с уменьшением ΔQ_w пропорционально φ_{SiO_2}, но и с горением водорода и окиси углерода, являющихся газообразными продуктами термического разложения смолы.

9-5. Процессы, протекающие в подповерхностном слое покрытия

Процессы, протекающие в тонком прилегающем к поверхности слое, наиболее сложны и мало изучены. Это связано как с высоким уровнем рабочих температур, так и с тем, что в отличие от газообразного пограничного слоя здесь не применимы методы равновесной термодинамики. Не только величина того или иного параметра, но и сам характер протекания процесса обусловлены взаимодействием многих физических и химических факторов.

Современный уровень знаний не позволяет пока делать количественных выводов, поэтому мы ограничимся установлением в основном качественных закономерностей.

В то же время явления, протекающие в прилегающем к поверхности слое, существенно влияют на полноту реализации тепловых эффектов поверхностных процессов. Так, из-за изменения вязкости расплава реальных стеклопластиков по сравнению с однородным стеклом температура их поверхности может оказаться недостаточной для испарения материала и его большая часть будет снесена с поверхности при минимальном теплозащитном эффекте. В других условиях температура газообразных продуктов термического разложения связующего, выходящих из пористого прококсованного слоя, может оказаться настолько низкой, что на разрушающейся поверхности появятся чередующиеся участки с высокой и низкой температурами (температурная шероховатость) и нарушится регулярное течение в пограничном слое.

Все это требует разработки специальных методов расчета физико-химических процессов, протекающих в прилегающем к поверхности слое материала.

Задача таких исследований сводится прежде всего к тому, чтобы установить, в каком диапазоне внешних условий то или иное физическое явление может сильнее всего повлиять на суммарные характеристики разрушения или как по измеренным отличиям в суммарных характеристиках различных классов теплозащитных материалов можно судить о характере протекающих в подповерхностном слое про-

цессов. В этом смысле расчетные исследования иногда называют «чис
ленным экспериментом».

Ниже анализируются лишь три физических явления, характерны
для композиционных теплозащитных материалов. Это плавление сте
лонаполнителя, теплообмен в прококсованном слое и гетерогенно
взаимодействие между стеклом и углеродом, образующимся при терм
ческом разложении связующего.

Согласно принятой в данной главе теоретической модели типичны
композиционный теплозащитный материал — стеклопластик на фено
формальдегидном связующем по достижении температуры размягчени
стекла образует (при определенных внешних условиях) жидкую пленк
расплава. В отличие от однородного стекла течение такого расплав
осложняется взаимодействием с продуктами разложения связующег
Если допустить, что расплав увлекает частички твердого кокса (угл
рода) вместе с собой, то очевидно, что вязкость этой суспензии должн
отличаться от вязкости расплава одного наполнителя. Для учета этог
фактора можно воспользоваться формулой (9-2), которая получена дл
сферических частиц. Заметим, что поправочный множитель в зако
вязкости (9-2) не зависит от температуры; для стандартного материал
с содержанием стекла $\varphi_{SiO_2}=0{,}7$ и коксовым числом связующе
$K=0{,}5$ он дает постоянное увеличение вязкости приблизительн
в 2 раза.

Естественно, что более строгий учет формы коксовых частиц, поп
дающих в расплав, или анализ влияния шероховатости самой подло
ки, по которой приходится двигаться расплавленной пленке, мог б
несколько изменить указанную цифру. Однако разброс данных по вя
кости расплава, полученных в различных экспериментальных работа
даже для кварцевого стекла (см. рис. П-IV-28) оказывается существенн
выше этой цифры, и поэтому подобное уточнение вряд ли целесооб
разно.

Так же, вероятно, следует относиться и к учету влияния на плени
расплава газообразных продуктов термического разложения. В изл
женной ранее теоретической модели предполагалось, что газовые п
зырьки пронизывают пленку по нормали и, учитывая ее малую толщин
не успевают оказать существенного влияния на величину эффективно
вязкости расплава.

Есть еще одна сторона процесса разрушения композиционных мат
риалов, на которую газообразные продукты влияют более существенн
Это кондуктивный и радиационный перенос тепла в прогретом слое п
лупрозрачных материалов, к которым кстати относятся и все стекл
образные вещества.

Действительно, появление значительной пористости, в том чис
и внутри пленки расплава, приводит как к резкому снижению молек
лярной теплопроводности λ_s, так и к уменьшению длины свободно
пробега фотонов, связанному с увеличением рассеяния и поглощен
излучения в двухфазной среде. Поэтому коэффициент эффективной те

лопроводности у композиционных стеклопластиков должен быть меньше аналогичного параметра у однородных стекол.

Итак, добавление связующего в стеклообразный материал, с одной стороны, увеличивает вязкость расплава, а с другой — снижает эффективный коэффициент теплопроводности. Оба этих фактора при прочих равных условиях должны приводить к увеличению доли газифицировавшего вещества в общем уносе массы или к уменьшению роли расплавленной пленки (см. гл. 8). На рис. 9-16 приведены результаты сравнения характеристик разрушения стеклопластиков на фенолформальдегидном связующем и однородного кварцевого стекла при следующих параметрах набегающего потока: температуре торможения 4000 К, давлении 10^5 Па, тепловом потоке $q_0=4550$ кВт/м^2. Видно, что важнейшими характеристиками стеклопластика являются содержание смолы $\varphi_{см}$ и ее коксовое число. При их увеличении возрастает не только эффективная вязкость расплава, но и количество тепла, поглощенного фильтрующими газообразными продуктами разложения смолы. Температура на поверхности стеклопластика оказывается выше, чем у стекла, из-за увеличения вязкости расплава (в данном случае тепловой эффект поверхностного горения углерода не учитывался, а доля испарения в уносе массы не превышала 0,1).

Переходим к вопросу о внутреннем теплообмене в прококсованном слое. Отбирая тепло у стенок пор, а затем снижая коэффициент теплообмена в пограничном слое за счет вдува, газообразные продукты термического разложения существенно влияют на скорость уноса массы композиционного теплозащитного материала. В принятой нами ранее

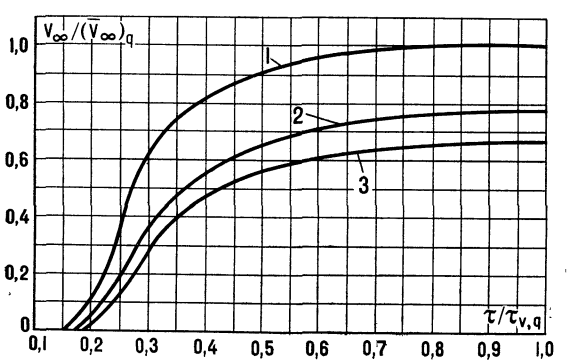


Рис. 9-16. Зависимость относительной скорости разрушения стеклопластика от безразмерного времени (индексом q обозначены параметры квазистационарного разрушения кварцевого стекла в тех же условиях).

1 — кварцевое стекло; *2* — стеклопластик с $\varphi_{см}=0{,}3$, $K=0{,}6$; *3* — то же с $\varphi_{см}=0{,}3$, $K=0{,}2$.

расчетной схеме предполагалось наличие температурного равновесия между газом и стенками пор. Теперь мы рассмотрим этот вопрос подробнее. Предположим, что разложение связующего идет в узкой зоне — фронте коксования, причем температуры газа и твердой фазы в этой зоне совпадают. При заданном постоянном значении коэффици-

ента внутреннего теплообмена α_V (см. гл. 4) разность температур ΔT_i между газообразной и твердой фазами будет непрерывно увеличиваться по мере движения газа к поверхности и достигнет максимума при выхо де газа из покрытия.

Ограничим анализ случаем квазистационарного разрушения и допу стим, что внутри прококсованного слоя все теплофизические свойств постоянны (см. гл. 3). Кроме того, учтем, что перенос тепла внутри га зовых струек за счет молекулярной теплопроводности ничтожно ма по сравнению с конвективным переносом тепла, особенно при высоки скоростях разрушения. При этих допущениях математическая поста новка задачи формулируется следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} &G_g c_g \frac{dT_g}{dy} = \alpha_V (T_g - T_s), \; y < y^*; \\ &\rho_s c_s v_\infty \frac{dT_s}{dy} = \lambda_s \frac{d^2T_s}{dy^2} - \alpha_V (T_g - T_s), \; y < y^*; \\ &\rho_2 c_2 v_\infty \frac{dT_2}{dy} = \lambda_0 \frac{d^2T}{dy^2}, \; y > y^*; \end{aligned}\right\} \qquad (9\text{-}4$$

при граничных условиях

$$T_s(0) = T_w; \; T_s(y^*) = T_g(y^*) = T^*;$$

$$\left[-\lambda_s \frac{dT}{dy} + \lambda_2 \frac{dT_2}{dy}\right]_{y=y^*} = \rho_2 \Delta H^* \frac{dy^*}{d\tau} = \Delta H^* \rho_2 v_\infty.$$

Индексом s обозначена твердая фаза (стенки пористых каналов в прококсованном слое); g — газообразные продукты разложения фильтрующиеся через поры, а индексом 2 — неразложившийся мате риал. Все остальные обозначения соответствуют § 9-2.

В силу квазистационарности разрушения

$$G_g = \varphi_{см} (1 - K) \rho_2 v_\infty = \text{const}.$$

Скорость перемещения внешней поверхности v_∞ определяется неза висимо из теплового баланса при заданной эффективной теплоте раз рушения $\Delta Q_{пл}$:

$$-\lambda_s \frac{dT_s}{dy}\bigg|_{y=0} + \rho_s \Delta Q_{пл} v_\infty = q_w.$$

Давление внутри пор находится с помощью закона Дарси при из вестной проницаемости материала $K_п$ и вязкости газа μ:

$$\frac{G_g}{\rho_g} = -\frac{K_п}{\mu} \frac{dp_g}{dy}; \; p_g = \rho_g R_g T_g; \; p_g|_{y=0} = p_e.$$

Система уравнений и граничных условий (9-45) позволяет получит аналитическое решение для температурного профиля в твердой и газо

образной фазах, а тем самым определить и разность температур между ними (рис. 9-17). Видно, что разность температур является монотонной функцией расстояния от фронта коксования, поэтому для анализа проблемы достаточно исследовать поведение ΔT_{sg} на самой разрушающейся поверхности.

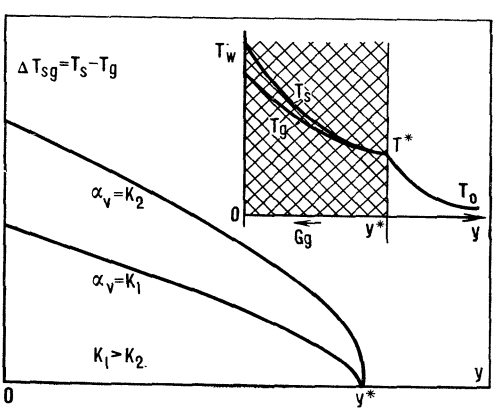
Если принять, что температурная неравновесность при фильтрации газообразных продуктов разложения связующего не влияет на скорость перемещения внешней поверхности v_∞, а также на толщину прококсованного слоя $y^*=\delta_C$, то при $c_g \approx c_s$ и достаточно больших коэффициентах внутреннего теплообмена α_V можно получить простую аналитическую формулу для оценки максимальной разности температур

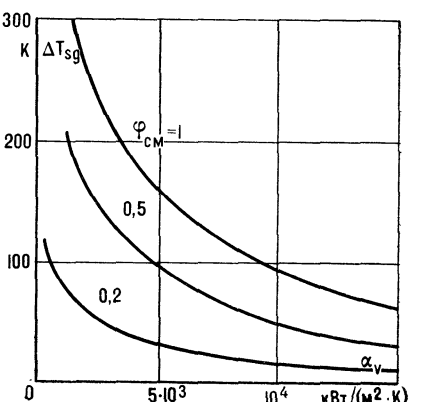
$$\Delta T_{sg} = (T_s - T_g)|_{y=0} = \frac{\varphi_{см}(1-K)\{c_s(T^*-T_0)+\Delta H^*+c_s(T_w-T^*)[1+\varphi_{см}(1-K)]\}(\rho_2 v_\infty)^2}{\rho_s a_s \alpha_V}. \quad (9\text{-}46)$$

Рис. 9-17. Схема нагрева коксующегося материала и изменение разности температур ΔT_{sq} по толщине прококсованного слоя.

Рис. 9-18. Зависимость разности температур ΔT_{sg} от коэффициента внутреннего теплообмена α_V.

$\Delta H^*=500$ кДж/кг; $(\rho_2 v_\infty)=0{,}4$ кг/(м²·с); $c_s=1{,}5$ кДж/(кг·К); $\rho_2=1700$ кг/м³; $a_s=0{,}4\cdot10^{-6}$ м²/с; $K=0{,}5$.





Требование достаточно больших значений коэффициента внутреннего теплообмена означает, что

$$\alpha_V \gg \varphi_{см}(1-K)\frac{v_\infty^2}{a_s^2}\lambda_s \approx 0{,}1\frac{\lambda_s}{\delta_C^2}.$$

Для практических приложений можно упростить это требование до условия, что $\alpha_V \gg 500$ кВт/(м^3·К).

Таким образом, формула (9-46) позволяет определить условия разрушения композиционного теплозащитного материала, при которых различием температур газа и стенок пористого каркаса еще можно пренебречь. На рис. 9-18 приведены некоторые результаты расчетов по этой формуле.

Результаты сопоставления показывают, что характер зависимости ΔT_{sg} от α_V при одинаковых расходах газа сходный, хотя в прококсованном слое разность температур выше. Кроме того, расчеты указывают на наличие довольно слабой зависимости приведенной разности температур $(\Delta T_{sg})/(T_w - T_0)$ от теплоты термического разложения смолы $(\Delta H^*)/[c_s(T_w - T^*)]$ и температуры разложения $(T^* - T_0)/(T_w - T_0)$.

Указанное положение становится очевидным, если преобразовать формулу (9-46), используя тепловой баланс на разрушающейся поверхности и уравнение (3-50), в следующее выражение, в которое теплота и температура разложения в явном виде не входят:

$$\Delta T_{sg} = \frac{[q_w - \rho_s v_\infty \Delta Q_{пл}]\, G_g}{\rho_s a_s \alpha_V}.$$

Приведенные результаты следует рассматривать как оценку отклонений температурного распределения от равновесного поскольку при расчетах использовалось допущение о применимости уравнений газообразного пограничного слоя и использовался коэффициент конвективного теплообмена, рассчитанный по этим уравнениям.

Диаметр пор в прококсованных слоях теплозащитных материалов обычно составляет 0,01—0,1 мм, причем структура пористых каналов достаточно сложная. При этом коэффициент внутреннего теплообмена оказывается таким, что максимальный перепад температур газ — стенка ΔT_{sg} не превышает 10% полного перепада температур в покрытии.

Рассмотрим вопрос о гетерогенном взаимодействии наполнителя — стекла и твердого продукта разложения смолы — углерода. В отличие от поверхностного выгорания углерода, рассмотренного в § 9-3, гетерогенное взаимодействие принципиально изменяет картину разрушения (рис. 9-19). В соответствии с уравнением (9-7) из внутренних слоев материала в пограничный слой поступает значительная масса окиси кремния SiO, которая при наличии избытка кислорода может вступать с ним во взаимодействие:

$$SiO\,(газ) + 0{,}5\,O_2 \rightleftarrows SiO_2\,(газ),$$

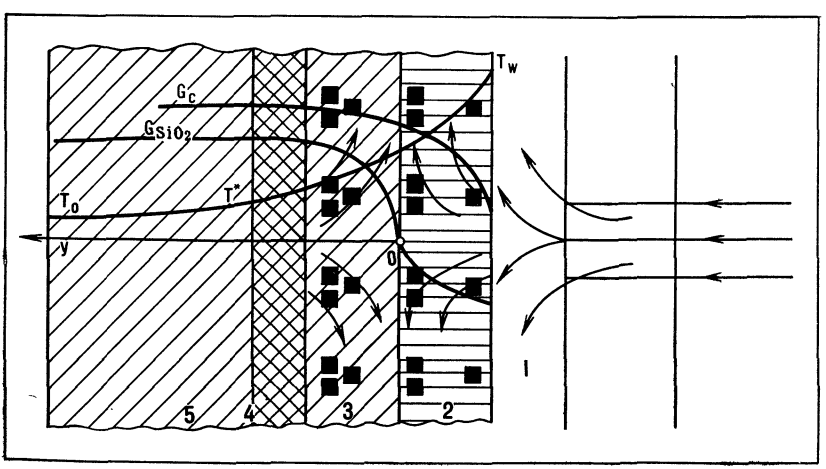
причем двуокись кремния согласно кинетическому уравнению Ленгмюра — Кнудсена (9-19) может конденсироваться на поверхности покрытия. Это произойдет в том случае, если парциальное давление двуокиси p_{SiO_2} превысит давление насыщенного пара стекла $p^{н}_{SiO_2}$. Степень завершения реакции (9-7), т. е. доля углерода $\Gamma_{С,вн}$, прореагировавшего

с двуокисью кремния, зависит от уровня температур в зоне реакции и времени пребывания $\tau_р$ в ней реагентов. Величина $\tau_р$ обратно пропорциональна скорости разрушения, ибо с ростом v_∞ уменьшается глубина прогрева δ_T и одновременно сужается зона реакции, а также возрастает скорость прохождения реагентов через эту зону. Расчеты показывают, что даже при значениях кинетических параметров, соответствующих максимальной скорости взаимодействия SiO_2 и C (9-8), влияние скорости разрушения ($\rho_0 v_\infty$) на время $\tau_р$ оказывается существенно более сильным, чем влияние температуры в зоне реакции (последнюю можно оценить по температуре T_w, рис. 9-2).

При достаточно малых скоростях разрушения ($\rho_0 v_\infty$) практически весь имеющийся в материале свободный углерод успевает прореагировать со стеклом еще до выхода на разрушающуюся поверхность. Напротив, при больших скоростях уноса массы ($\rho_0 v_\infty$) основная часть углерода сгорает на поверхности, взаимодействуя с парами стекла и кислородосодержащими компонентами набегающего потока. Соответствен-

Рис. 9-19. Модель разрушения стеклопластика при гетерогенном взаимодействии стекла и углерода.

1 — газовый пограничный слой; *2* — расплав конденсированного стекла; *3* — расплав исходного стекла; *4* — фронт термического разложения смолы; *5* — исходный материал; ■ — углерод (кокс).



но и конденсация молекул стекла на поверхности ($\Gamma_{SiO_2} < 0$) реализуется лишь при относительно малых значениях скорости v_∞ (кривая *2* на рис. 9-20), когда наиболее благоприятны условия для протекания реакции (9-7) внутри материала и одновременно наименее подходящи условия для диссоциации испарившихся молекул стекла.

Выпавшая на поверхность из пограничного слоя двуокись кремния (рис. 9-19) образует дополнительную пленку расплава, через которую проходят частицы углерода, не прореагировавшие в основной зоне реакции. Поэтому при наличии в материале избытка углерода возможен такой режим разрушения, когда во взаимодействие с углеродом вступает больше стекла, чем его содержится в уносимом слое материала (кривая *1* на рис. 9-20). Практически это означает, что некоторые молекулы

Рис. 9-20. Зависимость относительной доли компонент Γ_i, вступающих во взаимодействие внутри и на поверхности стеклопластика, от скорости разрушения G_Σ.

1 — Γ_{SiO_2} внутри материала; *2* — Γ_{SiO_2} на поверхности; *3* — Γ_C внутри материала; *4* — Γ_C на поверхности. G_Σ — в кг/(м²·с).

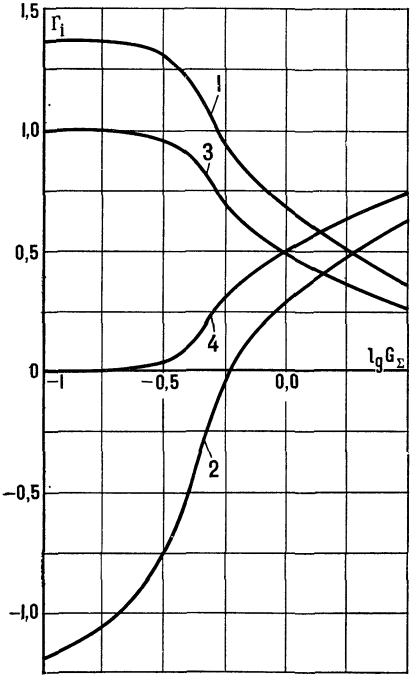
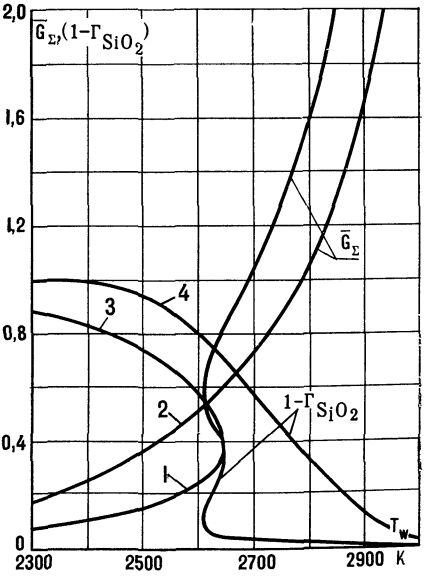


Рис. 9-21. Зависимость $\overline{G}_\Sigma$ и Γ_{SiO_2} от температуры T_w при различных моделях взаимодействия стекла и углерода.

1 и *3* — гетерогенное взаимодействие; *2* и *4* — поверхностное взаимодействие.



двуокиси кремния успевают прореагировать с углеродом по нескольку раз, являясь своеобразными переносчиками кислорода из пограничного слоя газа на разрушающуюся поверхность.

Реакция (9-7) весьма энергоемка: на 1 кг массы сгорающего углерода поглощается почти 55 000 кДж тепла. Следствием этого является су-

щественная деформация температурного профиля в материале, что в свою очередь оказывает влияние на скорость оплавления материала ввиду сильной зависимости вязкости расплава от температуры. Одновременное увеличение скорости газификации и снижение роли оплавления приводит к тому, что суммарная скорость уноса массы в этом случае оказывается намного ниже, чем при поверхностном горении в том же температурном диапазоне (рис. 9-21). После того как пленка расплава полностью исчезнет с разрушающейся поверхности, гетерогенное взаимодействие уже принципиально не изменяет зависимости скорости разрушения от температуры, а сам механизм разрушения практически не отличается от чистой сублимации вещества.

Влияние механизма разрушения и параметров набегающего потока на квазистационарные характеристики уноса массы композиционных теплозащитных материалов

Основным средством исследования теплозащитных материалов является проведение большого числа параметрических расчетов по тем или другим моделям механизма разрушения в широком интервале параметров набегающего газового потока и сопоставление полученных результатов между собой и с экспериментом. Такие расчеты помогают глубоко понять внутренние взаимосвязи между различными физико-химическими процессами, дают возможность обобщить имеющиеся экспериментальные данные.

Важно учесть, что современный уровень измерительной техники пока не позволяет с достаточной достоверностью получать зависимости теплофизических или кинетических характеристик веществ от температуры во всем желаемом диапазоне ее изменения. Поэтому попытки провести единичные расчеты по таким характеристикам, используя даже самые сложные теоретические модели, обречены на неудачу. Только серии расчетов с широким диапазоном изменения основных параметров, тщательное излучение всех возможных физико-химических процессов, сравнение отдельных моделей между собой, создание и оценка комбинированных моделей разрушения — вот единственно правильный путь изучения разрушающихся теплозащитных покрытий.

Как при экспериментальном, так и при теоретическом исследовании необходимо стремиться сопоставлять характеристики разрушения различных материалов одного класса. Так, в классе оплавляющихся покрытий интересные результаты дает сравнение однородного материала — кварцевого стекла и различных стеклопластиков (на фенолформальдегидном, эпоксидном, кремнийорганическом и других связующих). Такие расчеты и эксперименты позволяют установить зависимость основных характеристик разрушения от геплофизических свойств и состава материала. Одновременно удается проследить основные закономерности механизма разрушения.

Следует заметить, что эффективность всей теплозащитной систем существенным образом зависит от теплофизических свойств и в первую очередь от величины коэффициента теплопроводности. Поэтому в неко торых случаях оптимальными оказываются не те покрытия, которы имеют минимальный унос, а те, у которых высокая эффективная энтал пия сочетается с отличной теплоизолирующей способностью. Это обсто тельство, конечно, намного усложняет оптимизацию теплозащитных с стем, поскольку увеличивается число определяющих параметров. Кром того, расчет приходится делать применительно к самым разнообразны конкретным условиям изменения внешних параметров газового поток и проводить их с самого начала. В некоторых приложениях целесооб разно использовать многослойные теплозащитные системы, отдельны слои которой обладают повышенной стойкостью к какому-то одном определяющему фактору аэродинамического нагрева. Например, вер ний слой выполняется стойким к разрушению, а нижний — теплоизол рующим.

В настоящее время приходится констатировать, что, несмотря н большое число исследований, пока отсутствуют универсальные критери отбора и оптимизации теплозащитных систем. В связи с этим мы огр ничимся использованием частных критериев сравнения теплозащитны материалов, характеризующих только процесс квазистационарного ра рушения. При этом скорости подачи всех продуктов разрушения к п верхности считаются равными, а массовые расходы отдельных комп нент пропорциональными их массовым долям φ_i в исходном материал Заметим также, что при монотонно возрастающей тепловой нагруз квазистационарные параметры разрушения соответствуют максимальн возможным в данных условиях значениям скорости (или расхода).

Как и в гл. 8, ограничимся случаем обтекания тела в окрестности то ки торможения, хотя эффект вдува будем рассчитывать не только дл ламинарного, но и для турбулентного режима течения в погранично слое. Коэффициенты теплообмена к неразрушающейся поверхност $(\alpha/c_p)_0$ определяются в соответствии с теорией многокомпонентного п граничного слоя (гл. 2), причем предполагается существование аналоги между тепло- и массообменом и трением. Эффект вдува учитывает в линейном приближении с постоянным коэффициентом пропорционал ности, при ламинарном пограничном слое $\gamma=0{,}6$, а при турбулен ном — 0,2. Распределение давления на внешней границе погранично слоя определялось в ньютоновском приближении.

Эффективная энтальпия разрушения, как и раньше, определяет следующим выражением:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{G_\Sigma} = c\,(T_w - T_0) + \Gamma_\Sigma\,[\Delta Q_w + \gamma\,(I_e - I_w)].$$

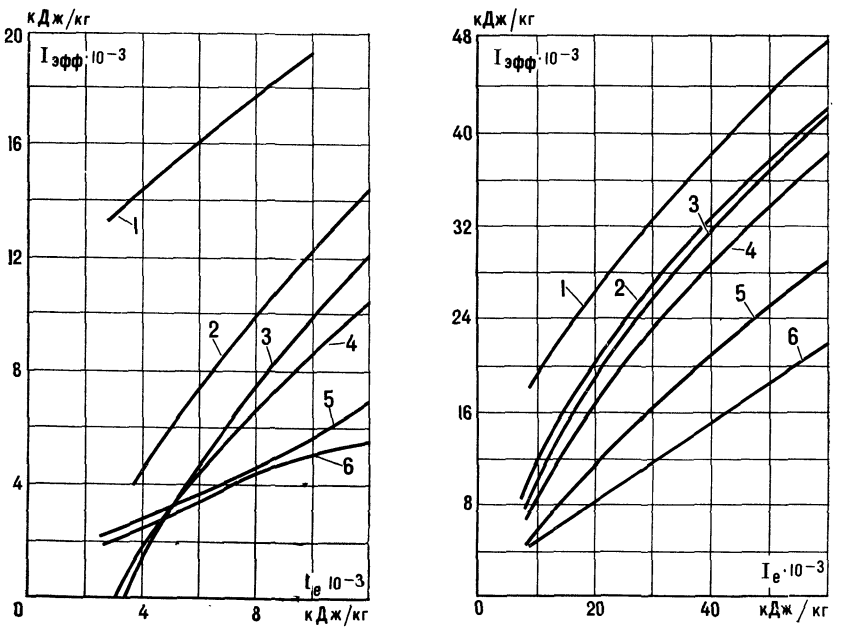
Режим течения в пограничном слое предполагался ламинарным, а р диус кривизны тела был принят равным $R=7$ мм.

Результаты расчетов для модели поверхностного взаимодействия углерода с SiO_2 и набегающим воздухом приведены на рис. 9-22—9-25. Как и у однородных теплозащитных материалов, эффективная энтальпия разрушения композиционных стеклопластиков $I_{эфф}$ увеличивается с ростом энтальпии торможения I_e. В противоположность кварцу эффективность разрушения стеклопластиков возрастает при увеличении давления p_e и даже относительно сближается при этом с эффективной эн-

Рис. 9-22. Зависимость эффективной энтальпии разрушения $I_{эфф}$ от энтальпии заторможенного потока I_e для кварцевого стекла и стеклопластика с $\varphi_{SiO_2}=0{,}7$.

1 — испарение без оплавления кварцевого стекла ($\Gamma_{SiO_2}=1$); *2* — испарение без оплавления стеклопластика ($\Gamma_{SiO_2}=\Gamma_C=1$); *3, 6* — разрушение с оплавлением стеклопластика и кварцевого стекла соответственно $p_e=10^7$ Па; *4, 5* — то же при $p_e=10^5$ Па.

Рис. 9-23. То же, что и 9-22, для $I_e>10\,000$ кДж/кг.



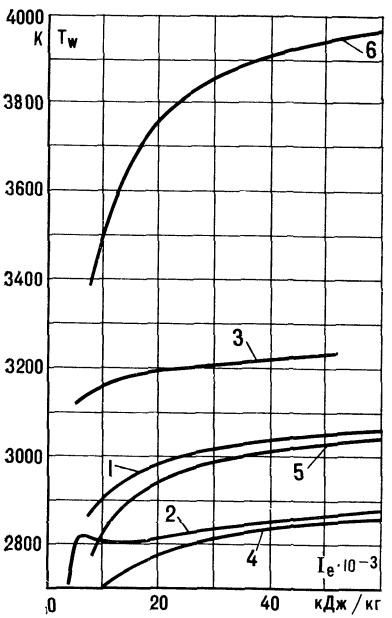
тальпией разрушения без пленки расплава (кривая *2* на рис. 9-22 и 9-23). Это связано с отмеченной ранее интенсификацией испарения на втором режиме (§ 9-3, рис. 9-11) и как следствие с увеличением температуры внешней поверхности кварца по сравнению со стеклопластиком (см. кривые *4* и *5*, а также *3* и *6* на рис. 9-24). В результате вяз-

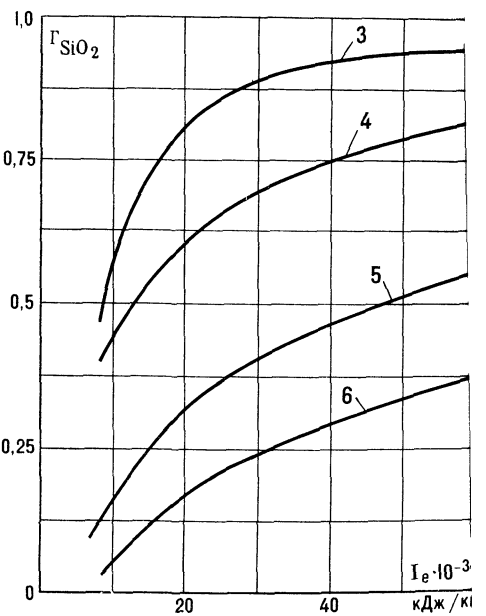
кость расплава стеклопластика становится достаточно большой, расхо вещества в расплавленном виде снижается и эффективность разруш ния возрастает. Это хорошо видно на рис. 9-25, где приведена завис мость доли испарения в общем количестве унесенного вещества. В отл чие от кварцевого стекла параметр Γ у стеклопластика с увеличение давления p_e возрастает.

Таким образом, несмотря на снижение суммарного теплового эффе та поверхностных процессов ΔQ_w за счет выгорания углерода и водоро да, увеличение доли испарения в балансе массы приводит к повышени

Рис. 9-24. Зависимость температуры разрушающейся поверхности T_w от энтальпии заторможенного потока I_e (обозначения те же, что и на рис. 9-22).

Рис. 9-25. Зависимость доли испарения стекла Γ_{SiO_2} от энтальпии заторможенного потока I_e (обозначения те же, что и на рис. 9-22).





эффективности разрушения стеклопластиков на органических связующих с большим коксовым числом.

Заметим, однако, что реальные условия разрушения могут привести к большому разнообразию в этом вопросе. Это вызвано тем, что количество испарившегося стекла связано прежде всего с температурой по-

верхности T_w и давлением p_e, тогда как вынос углерода или водорода на внешнюю поверхность зависит от полной скорости разрушения G_Σ, а также от скорости прогрева. Оба последних фактора, помимо внешних параметров обтекания, зависят также от вязкости расплава и теплопроводности конденсированной фазы. Приведенные выше результаты расчетов были получены при теплофизических свойствах кварцевого стекла, взятых по уравнениям (8-26) и (8-27); массовое содержание фенолформальдегидной смолы принималось $\varphi_{см}=0{,}3$.

При других теплофизических свойствах расплава или при условиях обтекания, существенно влияющих на долю испарения, эффективность разрушения стеклопластика может оказаться отличной от той, что представлена на рис. 9-22 и 9-23. Существенное влияние на результаты расчетов могут оказать и различия в моделях разрушения (см. § 9-5).

При этом принципиальное значение имеет вопрос о характере взаимодействия углерода со стеклом. Можно выделить три различных варианта. В первом углерод, не успев прореагировать со стеклом, сносится в пленке расплава. При этом предполагается, что расплавленное стекло обволакивает частицы углерода и препятствует его горению на поверхности раздела материала с набегающим потоком воздуха. Этот случай мы назовем «механическим уносом углерода». Во втором варианте

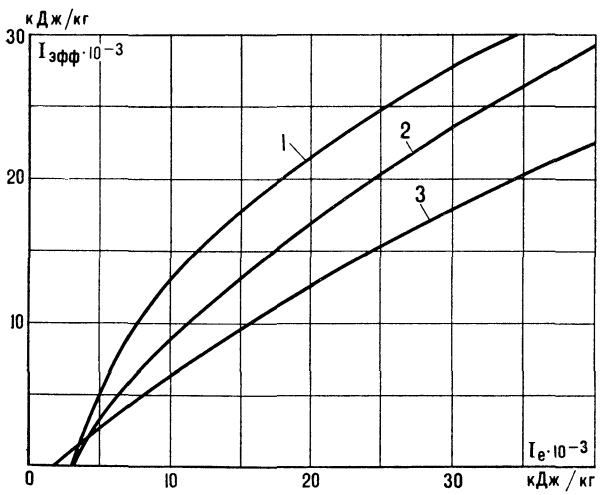


Рис. 9-26. Зависимость эффективной энтальпии разрушения $I_{эфф}$ от энтальпии заторможенного потока I_e при расчетах по различным моделям взаимодействия углерода со стеклом.

1 — гетерогенное взаимодействие; *2* — поверхностное взаимодействие; *3* — механический унос углерода в пленке расплава.

имеет место поверхностное взаимодействие углерода с испарившимися молекулами стекла и химически активными компонентами набегающего потока. И, наконец, в третьем варианте происходит гетерогенное взаимодействие углерода со стеклом в глубине прогретого слоя, осложненное всеми поверхностными эффектами второго варианта (см. § 9-5).

Результаты расчета по всем трем моделям представлены на рис. 9-26 и 9-27 для давления $p_e = 10^5$ Па и радиуса тела $R = 7$ мм. Режим течения в пограничном слое предполагался ламинарным. Видно, что по мере усложнения схемы взаимодействия углерода температура поверхности T_w снижается тем сильнее, чем больше материала испаряется (т. е. чем выше энтальпия торможения I_e). При малых значениях I_e определяющим фактором становится выделение тепла при горении и температура поверхности в моделях, учитывающих взаимодействие углерода, оказывается несколько выше.

Обратим внимание на то, что появление пленки расплава снижает неоднозначность зависимости скорости испарения от температуры $G_w(T_w)$. Эта хорошо иллюстрируется кривыми *2* и *4* на рис. 9-24, а также рис. 9-27. В частности, хотя условия внешнего обтекания, для которых были рассчитаны варианты на рис. 9-27, соответствовали условию нарушения однозначности этой зависимости из § 9-3, т. е. $p_e/(\alpha/c_p)_0 \geqslant \geqslant 0{,}5 \cdot 10^5$ м/с, тем не менее лишь при гетерогенном взаимодействии углерода это обстоятельство отразилось на зависимости температуры поверхности T_w от энтальпии торможения I_e. Видно, что при увеличении I_e температура поверхности сначала возрастает, затем снижается, достигая минимума при $I_e \approx 10\,000$ кДж/кг, а затем опять растет. Результаты

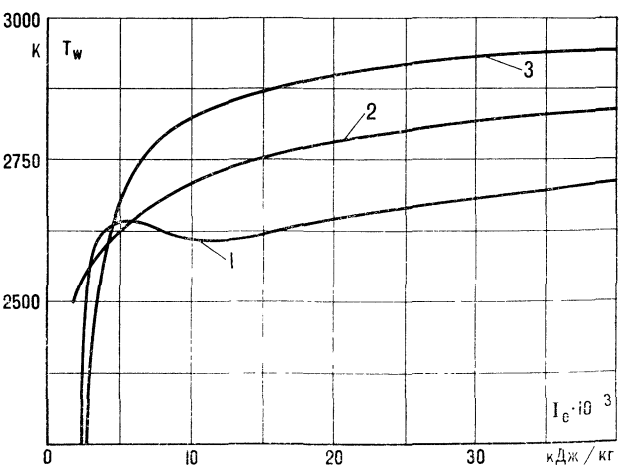


Рис. 9-27. Зависимость температуры поверхности T_w от энтальпии заторможенного потока I_e (обозначения те же, что и на рис. 9-26).

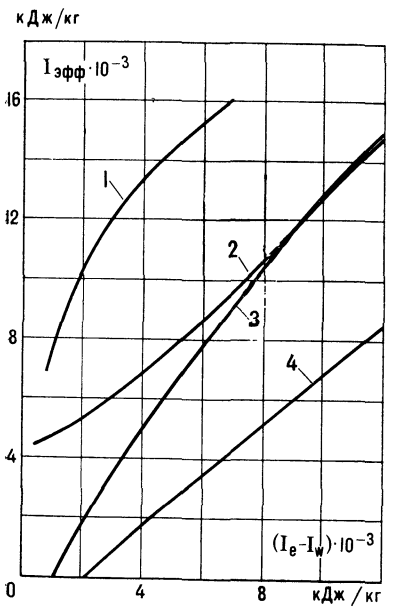
численных расчетов показывают, что при высоких значениях энтальпии торможения I_e относительный вклад различных процессов взаимодействия углерода со стеклом в эффективность разрушения снижается, уступая тепловому эффекту вдува. Это связано с тем, что во всех рассмотренных моделях разрушения доля испарившегося материала стремится к единице. Прежде всего именно этим стеклопластики отличаются от

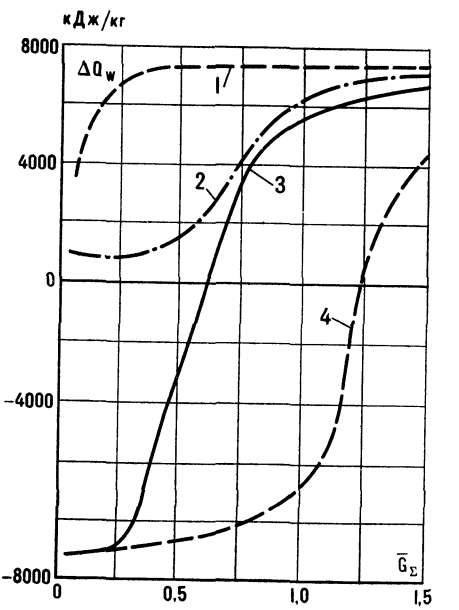
кварцевого стекла, у которого даже при высоких значениях I_e определенная часть массы уносится в виде расплава.

Еще слабее проявляются специфические особенности механизма взаимодействия углерода со стеклом, т. е. механический унос частиц углерода, их поверхностное (гетерогенное) горение при турбулентном режиме течения в пограничном слое. Это, вероятно, связано с относительно высоким уровнем теплоотдачи в турбулентном слое при сохранении почти того же уровня сдвигающихся напряжений в пленке расплава, что и в ламинарном пограничном слое. При этом доля испарения в уносе массы быстро увеличивается. В этом случае отличия в эффек-

Рис. 9-28. Зависимость эффективной энтальпии разрушения $I_{эфф}$ от перепада энтальпий ($I_e - I_w$) в потоке различных газов.
1 — азот N_2; *2* — углекислый газ CO_2; *3* — воздух; *4* — кислород O_2.

Рис. 9-29. Зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов от безразмерной скорости разрушения $\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma/(\alpha/c_p)_0$ (обозначения те же, что и на рис. 9-28).





тивности разрушения могут быть связаны только с тепловым эффектом поверхностных процессов ΔQ_w. По всем остальным составляющим эффективной энтальпии, в том числе и по эффекту вдува, различия между всеми указанными моделями уже не будет. Таким образом, можно констатировать, что в высокотемпературном потоке воздуха раз-

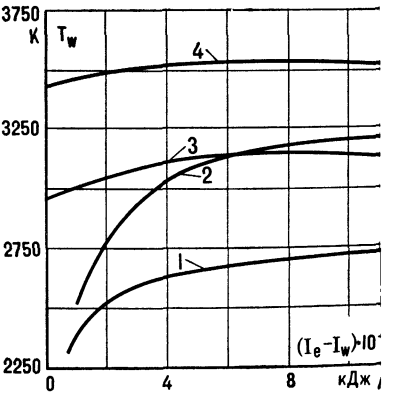
личные классы стеклообразных материалов, имеющих одинаковы теплофизические свойства, могут различаться по эффективной энтал пии разрушения в основном за счет доли испарения Γ в обще уносе массы. Лишь в диапазоне малых энтальпий торможения I_e с щественным является также различие в суммарных тепловых эффе тах поверхностных процессов. Иную картину мы видим при анализе тем ператур разрушающейся поверхности. Здесь влияние принятого механи ма разрушения не только не снижается с ростом энтальпии торможени но даже становится больше, особенно при высоких отношениях давлени p_e к коэффициенту теплоотдачи $(\alpha/c_p)_0$.

В заключение рассмотрим поведение композиционных стеклопласти ков в газовых потоках различного химического состава. На рис. 9-28- 9-32 приведены результаты расчетов разрушения стандартного стекл пластика с содержанием стекла $\varphi_{SiO_2}=0{,}7$ по модели поверхностного вза модействия углерода.

Давление торможения $p_e=10^7$ Па, а радиус кривизны тела в окрес ности точки торможения принят равным 1 м. Режим течения в погранич ном слое ламинарный.

Учитывая различия термодинамических свойств набегающих газовы потоков, удобно представить результаты расчетов не в виде функции с энтальпии торможения, а в виде зависимости от перепада энтальпий в пограничном слое и на разрушающейся поверхности $(I_e—I_w)$. Эффективная энтальпия разрушения $I_{эфф}$ существенно зависит от состава набегающего газа. Чем больше кислородосодержащих компонент в потоке, тем ниже степень диссоциации стекла, а следовательно, и скорость испарения, тем больше материала сносится в жидком виде или, в конце концов, ниже эффективность разрушения (рис. 9-28). Некоторые особенности наблюдаются на углекислом газе и воздухе. При низких перепадах энтальпии $I_e—I_w$ эффективная энтальпия при разрушении в CO_2 выше, чем в воздушной среде, хотя окислительный потенциал в первом случае значительно больше ($c_{O,e}$ в углекислом газе равна 0,36, а в воздухе — 0,23). Это связано с составом продуктов разрушения и знаком суммарно теплового эффекта поверхностных процессов ΔQ_w при низких скорост разрушения (рис. 9-29). В среде углекислого газа на поверхности угл рода не образуется компонента CO_2, характерная для процессов ра рушения в воздухе при низких скоростях вдува (первый режим испарен

Рис. 9-30. Зависимость температуры раз шающейся поверхности T_w от перепада тальпий $(I_e—I_w)$ (обозначения те же, и на рис. 9-28).



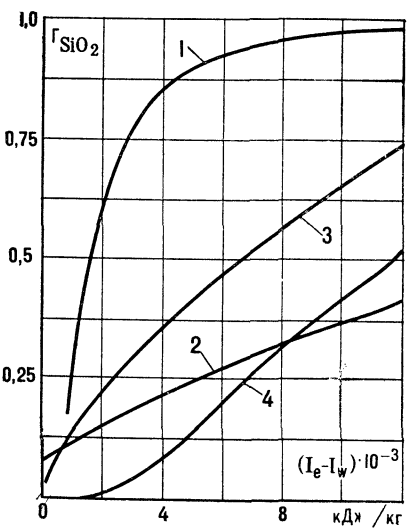
стеклопластика, см. § 9-3). Этот эффект легко прослеживается и на рис. 9-30, где приведены зависимости температуры внешней поверхности от перепада энтальпий.

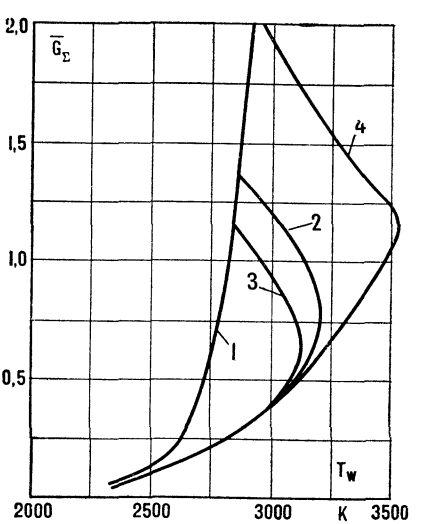
Роль поверхностного взаимодействия углерода со стеклом и набегающим потоком особенно резко проявляется при анализе зависимости доли испарения от перепада энтальпий (рис. 9-31). Обращает на себя внимание тот факт, что в инертной атмосфере пленка расплава практически никогда не образуется. Этим композиционные стеклопластики также отличаются от однородных стекол, которые даже при высоких значениях энтальпии торможения бóльшей частью уносятся в жидком виде.

Из рис. 9-32 видно, как сильно зависит процесс перехода к третьему режиму испарения от состава набегающего газового потока. Интересно

Рис. 9-31. Зависимость доли испарения стекла Γ_{SiO_2} в общем уносе массы от перепада энтальпий ($I_e - I_w$) (обозначения те же, что и на рис. 9-28).

Рис. 9-32. Зависимость безразмерной скорости уноса массы $\overline{G}_\Sigma$ от температуры поверхности T_w (обозначения те же, что и на рис. 9-28).





отметить то, что зависимость скорости разрушения от температуры поверхности в первом и третьем режимах испарения в разных средах почти не меняется.

Это обстоятельство имеет важное значение при обосновании простых инженерных методов расчета разрушения стеклопластика в различных газовых средах.

Глава десятая

ЗАЩИТА ОТ СОВМЕСТНОГО КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Радиационный тепловой поток от высокотемпературного газа

Проблема теплообмена при сверхорбитальных скоростях входа в атмосферу вызвала в последние годы многочисленные попытки детально и точно рассчитать перенос энергии от высокотемпературного, теплопроводного и излучающего сжатого газа. Эти расчеты сопровождались экспериментальными исследованиями (в ударных трубах) характеристик газов при высоких температурах. При этом потребовалось одновременное использование принципов квантовой механики, теории лучистого переноса тепла, физической химии и газовой динамики.

Затупленная форма спускаемых аппаратов, первоначально выбранная из-за меньшего нагрева аппаратов подобной формы при баллистическом входе в атмосферу, теперь детально исследуется применительно к полетам с подъемной силой, возникающей при движении аппарата под углом атаки. Особенно выгоден планирующий спуск при скоростях входа, больших или равных второй космической. Такие скорости входа являются следствием сложения скорости полета по межпланетной траектории со скоростью свободного падения на Землю и могут варьироваться для рассматриваемых траекторий от 12 до 21 км/с. При возвращении от Марса с облетом Венеры скорость входа составляет 16,3 км/с.

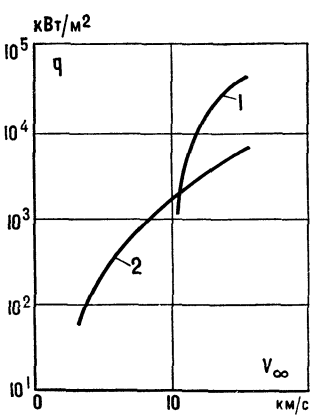
Однако большой радиус затупления аппарата неизбежно влечет за собой появление за ударной волной значительных по толщине сжатых слоев высокотемпературного, а следовательно, и излучающего газа. Поэтому проблема посадки перспектив-

ных межпланетных аппаратов требует прежде всего поиска способов защиты от радиационного теплового воздействия.

Заметим, что радиационный теплообмен не есть специфическая особенность межпланетных космических аппаратов. В большинстве случаев, когда приходится иметь дело с большими массами плотного и высокотемпературного газа, лучистый тепловой поток может быть сравним или даже превосходить конвективный. Так, по оценкам работы [Л. 10-9] уже при температуре 3000 К и давлении порядка $(20 \div 40)\,10^5$ Па излучение паров воды в камере сгорания приводит к увеличению суммарного теплового воздействия на 10—30%. Если учесть, что плотность газа в высокотемпературных устройствах может быть намного выше, а его суммарная степень черноты существенно возрастает при появлении различных примесей (сажи или других твердых частиц), то нетрудно понять, что проблема радиационного переноса тепла в таких агрегатах может оказаться более серьезной, чем при внешнем обтекании. Тем не менее, учитывая прогресс, достигнутый за последние годы в исследовании излучающего сжатого слоя газа над поверхностью затупленных тел, данная глава посвящена в основном решению первой проблемы.

Конвективный и радиационный тепловые потоки зависят от скорости полета аппарата неодинаково. Если при скоростях V_∞ менее 7 км/с радиационный тепловой поток к поверхности спускаемого аппарата, имеющего радиус кривизны 4,6 м, пренебрежимо мал по сравнению с конвективным, то при увеличении скорости V_∞ вдвое положение кардинально меняется (рис. 10-1).

Рис. 10-1. Сравнение радиационного (*1*) и конвективного (*2*) тепловых потоков в точке торможения затупленного тела с радиусом R=4,6 м при различных скоростях полета V_∞ [Л. 10-1].



При высоких скоростях полета затупленного тела радиационный тепловой поток к его поверхности становится доминирующим в тепловом балансе. Очевидно, этот вывод зависит от радиуса затупления тела: с уменьшением радиуса R радиационный тепловой поток должен уменьшаться пропорционально уменьшению толщины ударного слоя (гл. 1).

На рис. 10-2 представлены результаты численных расчетов интенсивности теплообмена в высокотемпературном газовом потоке к телам различных размеров.

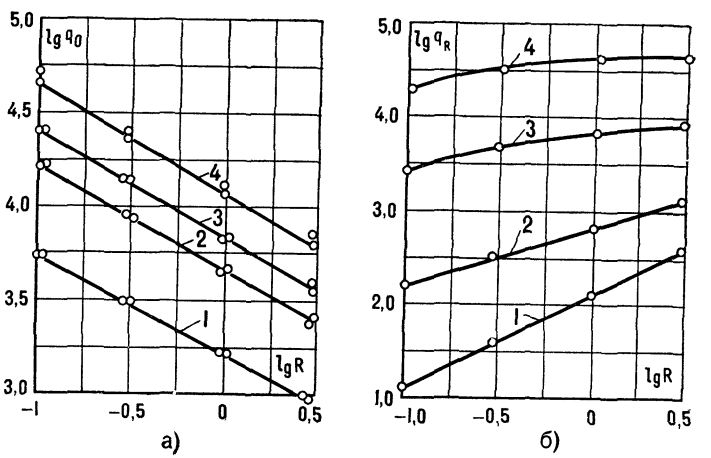
Обращает на себя внимание принципиально разное влияние радиуса кривизны тела R на конвективный и радиационный теплообмен. Если логарифм конвективного теплового потока $\lg q_0$ при всех рассмотренных температурах заторможенного газового потока практически линейно убывает с увеличением логарифма

радиуса R, то зависимость логарифма радиационного теплового потока $\lg q_R$ от этого же параметра можно приближенно считать линейной лишь при малых T_e. Это связано с увеличением оптической толщины сжатого слоя газа и с ростом эффекта самопоглощения.

Как и конвективный тепловой поток при ламинарном пограничном слое, радиационный тепловой поток на неразрушающейся поверхности достигает своего максимального значения в окрестности точки торможения. Поэтому подавляющее большинство опубликованных работ, посвященных лучисто-конвективному тепловому воздействию в высокотемпературном или высокоскоростном газовом потоке, относится именно к точке торможения затупленного тела. Немаловажно и то, что в этой области расчетные модели базируются на уравнениях, которые допускают ряд важных упрощений. Это прежде всего допущение о ламинарности течения в пограничном слое и, что особенно важно для анализа лучистого переноса тепла, допущение о том, что сжатый слой газа можно принять полубесконечным и плоскопараллельным. Условие симметрии течения относительно оси тела позволяет ввести в уравнения сохране

Рис. 10-2. Зависимость конвективного (*а*) и лучистого (*б*) тепловых потоков от радиуса кривизны R в окрестности точки торможения сферического тела при различных температурах заторможенного потока T_e [Л. 10-4].

1 — T_e=6600 К; *2* — 9650 К; *3* — 12 000 К; *4* — 15 000 К. R — в м, $q_к$ и q_R — в кВт/м².



ния количества движения и энергии автомодельные независимые переменные и тем самым облегчить решение задачи.

Современные теоретические исследования излучающего сжатого слоя можно, вообще говоря, разбить на несколько категорий, исходя из заложенной в них модели переноса излучения. При использовании мо-

дели прозрачного газа предполагается, что элементы газа излучают, но не поглощают энергию (рис. 10-3, *а*). Другая модель учитывает, что элементы газового объема не только излучают, но и поглощают часть лучистой энергии, испускаемой соседними элементами сжатого слоя (рис. 10-3, *б*). Влияние самопоглощения для серого газа (когда принят постоянный для всех длин волн коэффициент поглощения) оказывается существенно иным, чем для несерого, селективно поглощающего газа. Численные расчеты показали, что даже в инженерной практике обязательно следует учитывать зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Это связано с тем, что введение некоторого среднего коэффициента поглощения (например, осреднение по Планку) приводит к большим погрешностям в оптической толщине сжатого слоя.

Указанные три модели излучающего слоя подразделяются далее в зависимости от характера учета взаимодействия поля течения газа с лучистым переносом энергии. Это связано с существенной неадиабатично-

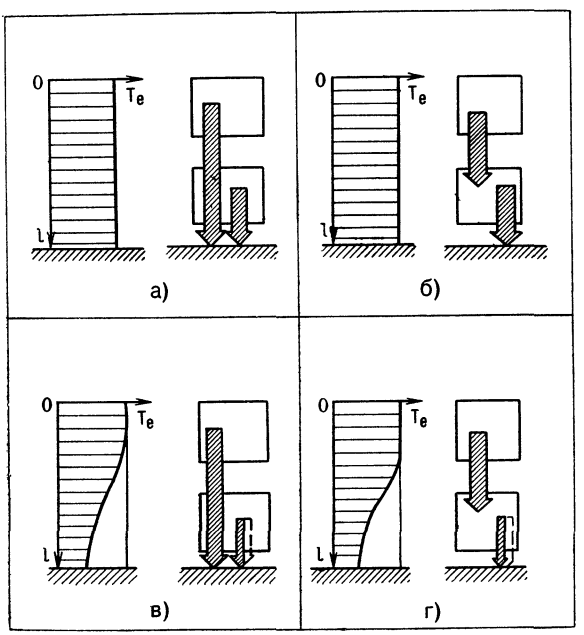


Рис. 10-3. Модели лучистого переноса в сжатом слое.

а — прозрачный газ; *б* — самопоглощающий газ; *в* — прозрачный с высвечиванием; *г* — самопоглощающий с высвечиванием.

стью поля течения за ударной волной, вызванной «высвечиванием» части энергии движущихся частиц газа (рис. 10-3, *в*, *г*). При этом происходит охлаждение сжатого слоя, профиль температуры становится неоднородным, что в свою очередь влияет на интенсивность радиационного теплового потока.

Самопоглощение несерого газа можно учесть, вводя в выражение для радиационного теплового потока эффективную степень черноты газа [Л. 10-7]:

$$q_R = \varepsilon_{эфф}\,\sigma T_e^4. \tag{10-1}$$

Данные по эффективной степени черноты воздуха в зависимости от температуры, давления и толщины изотермического сжатого слоя l представлены в работах [Л. 4-16, 10-7].

Учет высвечивания газа за ударной волной также можно осуществить достаточно простым методом. Сначала рассмотрим случай прозрачного газа. Без учета высвечивания радиационный тепловой поток к поверхности тела от сжатого слоя толщиной l равен:

$$q_R = E_R\, l/2, \tag{10-2}$$

где $E_R = 4K_п\sigma T_e^4$ определяет лучистую энергию, испускаемую в единицу времени единичным объемом газа при температуре, соответствующей равновесным условиям за прямым скачком уплотнения. Параметр $K_п$ характеризует средний планковский коэффициент поглощения газа. Для заданного состава газа в условиях местного термодинамического и химического равновесия $K_п$ является функцией локальной плотности и температуры.

Заметим, кстати, что предположение о прозрачности газа позволяет получить правильные результаты лишь в случае малой оптической толщины сжатого слоя:

$$\tau_\lambda = \int_0^l K_\lambda(x)\,dx \lesssim 0{,}01;\quad 0<\lambda<\infty,$$

где K_λ — спектральный объемный коэффициент поглощения, который является физической характеристикой данного газа и зависит от температуры и плотности.

На практике столь малые оптические толщины в сжатом слое воздуха достигаются при скоростях полета $V_\infty<9$ км/с, когда влияние излучения только начинает проявляться.

Поскольку толщина сжатого слоя при заданной скорости гиперзвукового полета прямо пропорциональна размеру тела R (см. гл. 1), то формула (10-2), соответствующая модели прозрачного газа, приводит к линейной зависимости радиационного теплового потока от радиуса кривизны затупленного тела (кривая *1* на рис. 10-4). Заметим, что сжатый слой перед затупленными моделями, испытываемыми в ударных трубах и на установках баллистического типа, можно считать прозрачным уже потому, что мала его геометрическая толщина.

Оставаясь в рамках модели прозрачного газового слоя, в некоторых случаях приходится учитывать возможную неадиабатичность излучающего объема, которая связана с выносом части энергии (высвечиванием). Эффект высвечивания сжатого слоя, приводящий к падению температуры единичного газового объема, тем сильнее будет влиять на радиационный тепловой поток q_R, чем выше отношение излучения адиабатического слоя $(q_R)_{ад}$ к полной энергии газового потока:

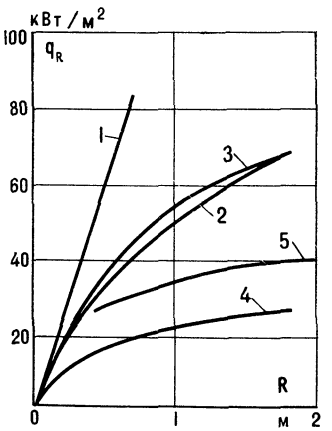
$$\Gamma = \frac{E_R\, l}{0{,}5\rho_\infty V_\infty^3} = \frac{2\,(q_R)_{ад}}{0{,}5\rho_\infty V_\infty^3}, \qquad (10\text{-}3)$$

где $0{,}5\rho_\infty V_\infty^3$ — полная кинетическая энергия потока, приходящаяся на единицу площади поверхности тела. При этом радиационный тепловой поток к телу может быть вычислен с помощью простого соотношения

$$q_R = (q_R)_{ад} f(\Gamma) \approx \frac{(q_R)_{ад}}{1 + 3\Gamma^{0,7}}. \qquad (10\text{-}4)$$

Рис. 10-4. Зависимость радиационного теплового потока от размеров тела при расчете по моделям излучения рис. 10-3.

1 — прозрачный газ; *2* — самопоглощающий несерый газ; *3* — прозрачный газ с учетом высвечивания; *4* — самопоглощающий несерый газ с высвечиванием; *5* — то же с учетом излучения атомов в линиях.



Вид функции радиационного охлаждения $f(\Gamma)$ представлен на рис. 10-5. Численные расчеты показали, что она не зависит от излучательных характеристик газа, более того, $f(\Gamma)$ оказывается практически одинаковой для различных газовых смесей [Л. 10-19].

Важно также отметить, что расчеты для обоснования универсальности такого представления фактора радиационного охлаждения (высвечивания) проведены для несерого самопоглощающего газа при изменении произведения толщины сжатого слоя на давление торможения на несколько порядков. Тем самым показано, что изменение оптической толщины излучающего объема не приводит к нарушению установленной зависимости.

Итак, можно утверждать, что учет несерого самопоглощения (кривая *2* на рис. 10-4) и радиационного высвечивания как прозрачного (кривая *3*), так и несерого самопоглощающего газа (кривая *4*) приводит к существенному уменьшению радиационного теплового потока к поверхности тела по сравнению с расчетами по формуле (10-2) для прозрачного адиабатического сжатого слоя. При этом все указанные эффекты существенно увеличиваются по мере возрастания размеров тела (радиуса кривизны R).

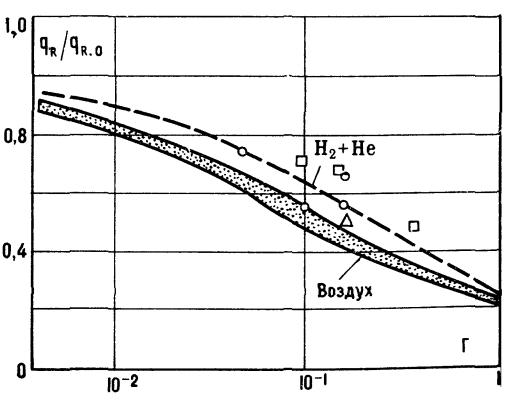
Задача инженерного расчета прежде всего сводится к достаточно строгому расчету адиабатического радиационного теплового потока, т. е. интенсивности излучения от сжатого слоя толщиной l в предположении постоянства температуры и давления поперек него.

Коэффициенты поглощения K_λ для воздуха необходимо рассчитывать с учетом их спектрального распределения, при этом, как показано в работе [Л. 10-1], можно ограничиться ступенчатой аппроксимацией этого распределения с числом ступеней от трех до девяти. Результаты численных расчетов $(q_R)_{\text{ад}}$ могут быть затабулированы в виде функции от температуры, давления и толщины слоя.

Действительное значение радиационного теплового потока будет меньше адиабатического значения $(q_R)_{\text{ад}}$ в $f(\Gamma)$ раз. В работе [Л. 10-8] приведена зависимость функции $f(\Gamma)$ от скорости полета V_∞. Эта зависимость характерна для случая несерого самопоглощающего газа. Отклонение кривых работы [Л. 10-8] от универсальной кривой (рис. 10-5) достаточно мало, чтобы им пренебречь в инженерных расчетах.

Интересно отметить, что все перечисленные выше эффекты оказывают сильное влияние на зависимость радиационного теплового потока q_R от скорости полета. Если расчеты по модели прозрачного сжатого слоя с постоянными параметрами показывали, что радиационный поток q_R возрастает пропорционально скорости полета в десятой степени: $q_R \sim V_\infty^{10}$, то согласно последним данным, учитывающим несерое самопоглощение и радиационное охлаждение, показатель степени при скорости полета лежит между 3 и 5.

Рис. 10-5. Зависимость степени высвечивания ударного слоя от параметра радиационного охлаждения Γ [Л. 10-19].



Результаты численных расчетов зависимости радиационного теплового потока от скорости полета космического аппарата с диаметром лобового щита 4,25 м на высоте $H = 60$ км для окрестности точки торможения описываются [Л. 10-10] зависимостью:

$$q_R = c_R \left(\frac{\rho_\infty V_\infty^3}{2} \right).$$

Коэффициент c_R может быть рассчитан, например, по следующей аппроксимационной формуле

$$c_R = 0{,}074 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{0{,}14} (V_\infty - 10{,}3)^{0{,}7},$$

где ρ_0 — плотность воздуха над уровнем моря; V_∞ выражено в км/с.

До сих пор мы не касались вопроса о спектральном распределении радиационного теплового потока. Однако этот вопрос играет большое значение при выборе способа тепловой защиты. К тому же исследования спектров натолкнули на проблему излучения в атомных линиях, которая оказалась важной для суммарного теплового потока. При численных расчетах обычно учитывается непрерывное излучение и излучение в молекулярных полосах высокотемпературного воздуха. Основными механизмами, определяющими сплошное излучение, являются рекомбинация ионов атомарного азота и кислорода (свободно-связанные переходы) и ускорение свободных электронов вблизи ионов и нейтральных атомов (свободно-свободные переходы).

Концентрация молекул в высокотемпературном диссоциированном и частично ионизированном воздушном сжатом слое над поверхностью спускаемых аппаратов достаточно мала, и излучением в полосах можно пренебречь. В относительно холодном пограничном слое на поверхности аппарата будут присутствовать молекулы O_2, N_2, NO, однако практически их наличие не оказывает влияния на радиационный тепловой поток в окрестности точки торможения, обусловленный континуальным (сплошным) излучением (излучение в молекулярных полосах инородных компонент и продуктов разрушения может играть существенную роль, этот вопрос будет обсуждаться ниже).

Однако существует еще один механизм излучения, который не учитывался в предыдущих результатах, а именно излучение в линиях атомов, обусловленное сотнями различных связанно-связанных переходов атомарных компонент. Результаты расчетов, проведенных в подтверждение этого явления [Л. 10-2], [Л. 10-3], показали, что излучение в линиях атомов в действительности может вносить примерно такой же вклад в радиационный тепловой поток от сжатого слоя, что и континуальное излучение.

Более поздние исследования позволили точнее указать область и степень влияния излучения в линиях атомов. Установлено, что вклад этого излучения тем выше, чем меньше толщина излучающего слоя (или размер аппарата, перед которым возникает сжатый слой), а также чем больше высота полета (или меньше давление p_e) и выше скорость V_∞. При изменении скорости полета V_∞ от 10 до 16,5 км/с, высоте полета 57—67 км и при радиусе кривизны аппарата $R=0{,}003$ м рост излучения в атомных линиях приводил к увеличению радиационного теплового потока в 3,6—5,5 раза, однако при $R=3$ м вклад излучения атомных линий снижался до 0,53—0,9 от радиационного теплового потока, учитывающего только континуальное излучение [Л. 10-20].

Причина такого поведения кроется в механизме самопоглощения несерого газа. Если не учитывать самопоглощение, то основная часть энергии излучения приходится на «вакуумный ультрафиолет» ($\lambda \leqslant 0{,}19$ мкм). Однако именно в коротковолновой части спектра оптическая толщина сжатого слоя оказывается весьма большой (половина континуального излучения поглощается уже на расстоянии в 1 см). Поэтому для тел

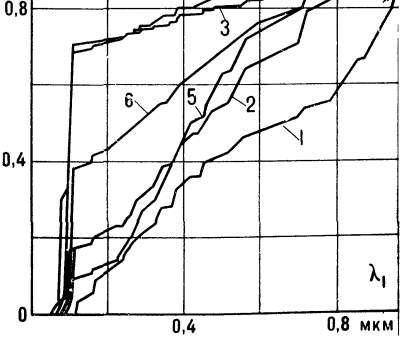
большого размера, у которых сжатые слои составляют многие санти метры, доля вакуумного ультрафиолета оказывается не так уже велик [Л. 10-4, 10-5, 10-10]. Для случая обтекания тела радиусом $R=3$ м пр температуре заторможенного потока $T_e=14\,000$ К на вакуумный ультра фиолет приходится лишь около 30% суммарного радиационного тепл вого потока (рис. 10-6).

С другой стороны, при большей длине волны (кварцевый ультрафи лет, видимый и инфракрасный диапазоны спектра) сжатый слой можн считать практически прозрачным для излучения. По крайней мере ув личение размера сжатого слоя пропорционально увеличивает радиац онный тепловой поток в этом спектральном интервале.

Именно эти особенности нашли свое отражение в результатах чи ленных расчетов, учитывающих излучение атомов в линиях. Хотя спек ральный коэффициент излучения и возрастает при этом весьма сущес венно, радиационный тепловой поток увеличивается относительно мал Последнее связано с влиянием самопоглощения, а также радиацио ного охлаждения, которые проявляются тем сильнее, чем больше толщина сжатого слоя. В некоторых работах [Л. 10-1, 10-6] высказывается мнение, что при инженерных расчетах q_R для достаточно толстых слоев излучающего газа допустима стопроцентная ошибка в определении величины коэффициента поглощения вакуумного ультрафиолета, поскольку отклонение q_R при этом не превысит 20%. В настоящее время принято увеличивать в 1,5 раза величину радиационного теплового потока, рассчитанного для сплошного излучения (кривая *4* на рис. 10-4), с тем, чтобы учесть излучение атомов в линиях (соответствующая скорректированная зависимость представлена кривой *5* на рис. 10-4). При численном анализе можно ограничиться введением дополнительной ступеньки в спектральном распределении коэффициента поглощения, учитывающей излучение в линиях атомов в видимой и инфракрасной областях спектра [Л. 10-1].

Рис. 10-6. Относительный вклад различны спектральных интервалов в суммарный р диационный поток q_R.

1 — $T_e=11\,000$ К, $R=3$ м, $p_e=1\cdot10^5$ П *2* — $T_e=14\,000$, $R=3$, $p_e=10^5$; *3* — $T_e=14\,0$ $R=0{,}3$, $p_e=10^4$; *4* — $T_e=14\,000$, $R=0$ $p_e=10^5$; *5* — $T_e=14\,000$, $R=3$, $p_e=1$ *6* — $T_e=17\,000$ К, $R=3$ м, $p_e=10^6$ Па.



Подводя итог, можно сказать, что основной целью тепловой защит аппаратов, имеющих большие линейные размеры, является рассеяни или поглощение радиационных тепловых потоков в ближнем ультрафи лете и видимой области спектра. Что касается конвективного теплово потока, то взаимодействие поля излучения с полем течения оказыва

слабое влияние (до 20%) как на величину этого потока, так и на другие связанные с конвекцией параметры (например, силу поверхностного трения). Поэтому все полученные в предыдущих главах этой книги соотношения могут быть с достаточной степенью точности перенесены и на случай сверхорбитальных скоростей полета космических аппаратов. За счет высвечивания снижается температура на внешней границе пограничного слоя, пропорционально уменьшается конвективный тепловой поток, однако это уменьшение обычно не выходит за 20%.

Эффекты, связанные с неравновесностью излучения, а также поглощением ультрафиолетового излучения, направленного от сжатого слоя навстречу набегающему потоку, применительно к воздушной атмосфере Земли оказываются достаточно слабыми. В других условиях, например при полете в атмосфере Марса, этот вопрос требует дополнительного рассмотрения.

Способы тепловой защиты при совместном действии радиационного и конвективного тепловых потоков

Принципиальное отличие тепловой защиты материала от радиационного теплового потока состоит в резком снижении эффективности защитного действия вдува. При воздействии конвективного теплового потока основная часть тепла отражается за счет вдува, причем с ростом энтальпии заторможенного потока пропорционально возрастает указанный эффект. При $I_e \geqslant 30\,000$ кДж/кг и ламинарном пограничном слое тепловой эффект вдува превосходит все остальные затраты тепла на разрушающейся поверхности. Вдуваемые газообразные продукты как бы оттесняют высокотемпературный набегающий газовый поток, уменьшая не только тепловое, но и химическое, диффузионное и механическое (за счет сил трения) воздействие потока на поверхность теплозащитного покрытия.

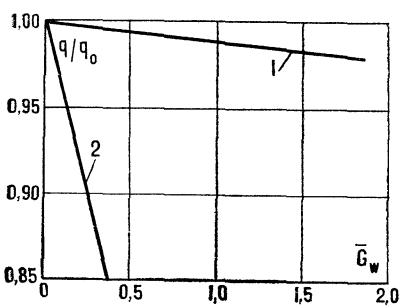


Рис. 10-7. Тепловой эффект вдува при радиационном (*1*) и конвективном (*2*) нагревах и равных скоростях уноса массы.

Иное дело при наличии внешнего излучения. Если коэффициенты поглощения вдуваемых паров и набегающего потока близки, то эффективность вдува весьма мала и связана лишь с некоторым утолщением низкотемпературной части сжатого слоя. На рис. 10-7 приведено сравнение эффективности вдува газообразных продуктов разрушения покрытия в части снижения конвективного и радиационного тепловых потоков на поверхности сферы радиусом 1 м, обтекаемой воздухом с температурой торможения $T_e = 12\,000$ К. Свойства

паров и воздуха считались одинаковыми. Видно, что влияние вдува на радиационный поток на порядок слабее, чем на конвективный.

Излучение высокотемпературного сжатого слоя как бы пронизывает пограничный слой и почти без изменения попадает на поверхность тела. Указанное положение приводит к тому, что из всех слагаемых эффективной энтальпии разрушения при конвективном нагреве в случае совместного конвективно-радиационного теплового воздействия при преобладающем вкладе излучения по существу сохраняет свое значение лишь «термодинамическая» составляющая.

С другой стороны, при интенсивном радиационном нагреве появляются новые способы отражения тепла, которые не могли использоваться в условиях конвективного нагрева. Мы рассмотрим лишь три из них, наиболее полно освещенные в отечественной и зарубежной литературе:

поглощение падающего радиационного теплового потока вдуваемыми в пограничный слой газами с высокими коэффициентами поглощения;

рассеяние падающего радиационного потока с помощью впрыска в пограничный слой мельчайших частиц;

отражение энергии излучения поверхностью теплозащитного покрытия с надлежащими оптическими свойствами.

Каждый из этих способов имеет очевидные преимущества перед другими, но у каждого есть и свои технические трудности реализации. Вероятно, поэтому наиболее оптимальной окажется некоторая комбинация двух или трех способов отражения радиационного теплового потока в одной системе тепловой защиты.

Вдув и диффузия сильно поглощающих (и излучающих) молекул, атомов и ионов с разрушающейся поверхности в излучающий сжатый слой могут изменить не только величину радиационного теплового потока, падающего на эту поверхность, но и, что даже более существенно, спектр излучения. При высоких значениях скорости уноса массы продукты разрушения концентрируются в сравнительно однородном по температуре пристеночном слое, выше которого находится зона смешения, переходящая в слой газа, представленный лишь компонентами набегающего газового потока (рис. 10-8). Таким образом, наблюдаемая картина может быть интерпретирована как оттеснение пограничного слоя (в котором происходит смешение вдуваемых компонент с компонентами набегающего потока) от разрушающейся поверхности.

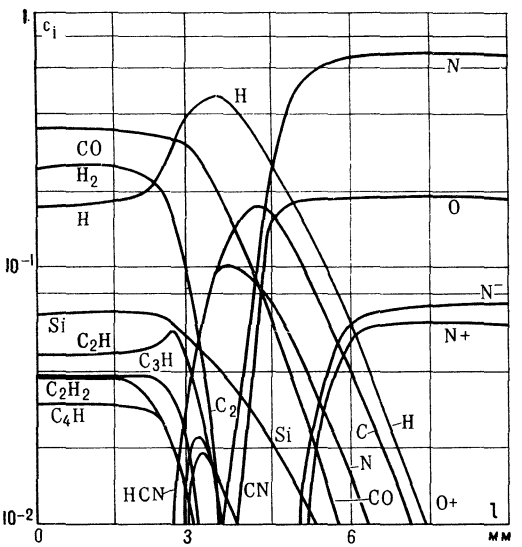
Очевидно, что в режиме оттеснения безразмерные скорости разрушения $\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0$ столь высоки, что можно полностью пренебречь величиной конвективного теплового потока. При малых скоростях уноса массы вдув может, наоборот, привести к увеличению конвективного теплового потока, что связано с поглощением энергии излучения продуктами разрушения и увеличением температуры во внешней части пограничного слоя. Необходимо считаться также с тем обстоятельством, что компоненты с высокими коэффициентами поглощения, нагреваясь, сами могут начать испускать излучение. За счет смещения спектрального распределения коэффициентов поглощения при повышении температуры

излучение внешней части пограничного слоя будет беспрепятственно проходить через «окна» спектра пропускания пристеночного слоя и достигать поверхности тела.

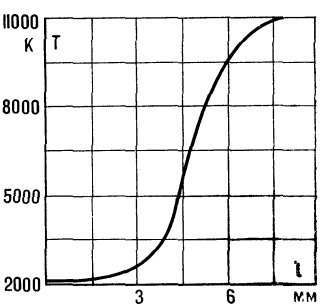
Как видим, проблема экранировки радиационного теплового потока сильно поглощающими компонентами, вдуваемыми через поверхность, достаточно сложна и многогранна. Расчеты, проведенные для случая вдува газов с оптическими свойствами, подобными атому и молекулам углерода и углекислого газа, позволили получить некоторую аппроксимацию для оценки теплового эффекта «радиационного» вдува [Л. 10-6], которая изображена на рис. 10-9, *а*.

Параметром вдува здесь является отношение расхода вдуваемой компоненты G_w к удельному расходу набегающего газового потока $\rho_\infty V_\infty$. Видно, что при достижении сравнимых величин скорости уноса массы и расхода внешнего газа удается снизить радиационный тепловой поток более чем в 2 раза.

Отметим, что подобная интерпретация влияния вдува пока не является общепризнанной. Так, в работе [Л. 10-19] при анализе спуска в ат-



а)



б)

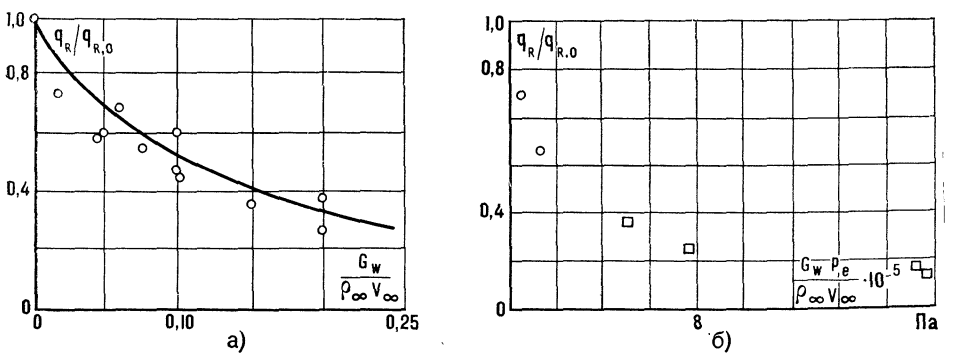
Рис. 10-8. ***Профили*** **концентраций (*а*) и температур (*б*) при интенсивном вдуве продуктов разрушения *при* совместном радиационно-конвективном нагреве.**

мосфере Юпитера предлагается в качестве множителя в параметр вдува ввести давление за ударной волной (рис. 10-9, *б*). Параметр вдува при этом будет иметь вид: $G_w p_e/\rho_\infty V_\infty$. Такая модификация, по утверждению авторов, вызвана тем, что с увеличением давления газ становится более поглощающим, что плохо учитывается в первом варианте.

Вдув инородных газов открывает широкие возможности в части и рестройки спектрального распределения падающего радиационного те лового потока. Как уже отмечалось, основная доля энергии излучен сжатого слоя приходится на ультрафиолетовый диапазон спектра, пре де всего на область вакуумного ультрафиолета. Однако, как будет пок зано ниже, блокирование излучения в этом диапазоне представля большие трудности во многих вариантах тепловой защиты, которая у пешно противодействует излучению в области больших длин волн.

Если вдувать через поверхность тела вместе с продуктами разруш ния газообразные компоненты, обладающие высокими коэффициента поглощения в вакуумном ультрафиолете, то они «срежут» излучение этом диапазоне. При этом продукты вдува нагреются до температ в несколько тысяч градусов и сами смогут излучать энергию в направл нии поверхности тела. Иными словами, в определенных спектральны интервалах возникнет вторичное излучение вдуваемых продуктов ра рушения. Тем не менее это вторичное излучение будет менее опасны ибо вследствие различия температуры торможения набегающего пото и температуры оттесненного пограничного слоя оно в соответствии с з коном смещения Вина будет происходить в основном в видимом или д же в инфракрасном диапазоне спектра. Несмотря на схематичнос и определенную приближенность подобных рассуждений, они помога

Рис. 10-9. Снижение радиационного теплового потока $q_R/q_{R,0}$ при вдуве газообразных продуктов разрушения с расходом G_w.
а — вдув продуктов разрушения графита в воздухе; *б* — вдув в атмосфере Юпитера.



понять принцип отбора газов, наиболее перспективных для блокировк падающей лучистой энергии.

Среди газообразных продуктов, которые могут применяться в систе мах тепловой защиты от радиационного теплового потока в воздух следует назвать пары лития, магния, бора, алюминия и некоторые дру

гие, имеющие коэффициенты поглощения в вакуумном ультрафиолете более высокие, чем кислород. Эффективность применения этих газов зависит от их концентрации в оттесненном пограничном слое, а точнее, от оптической толщины этого слоя. Последнюю нетрудно рассчитать, если значения концентрации и температуры в пограничном слое принять постоянными (см. рис. 10-8), а также использовать результаты численных расчетов по зависимости толщины этого слоя от интенсивности вдува G_w.

Переходим ко второму способу защиты от радиационного теплового потока, который основан на ослаблении излучения за счет вдува в пограничный слой газопылевого облака с большим числом распределенных в нем микрочастиц. При этом эффективность такой защиты определяется не столько увеличением коэффициента поглощения смеси, сколько значительным возрастанием доли отраженной и рассеянной энергии.

Существует много способов создания газопылевых облаков. В высокотемпературном пограничном слое проще всего получить распыленные микрочастицы как продукты химической реакции разложения. Например, при вдуве в пограничный слой продуктов разрушения некоторых термопластов или при подаче газов типа метана или ацетилена при определенных условиях можно получить частицы твердого углерода (сажи).

Наконец, тугоплавкие порошки можно вдувать через проницаемую поверхность или вводить внутрь сублимирующего или разлагающегося теплозащитного покрытия. По мере уноса массы последнего частицы порошка будут освобождаться и вноситься внутрь пограничного слоя током газообразных продуктов разрушения.

Подаваемая с поверхности аппарата газовзвесь должна иметь достаточную степень черноты для эффективного ослабления радиационного потока и небольшую молекулярную массу для снижения конвективного теплового потока. В качестве такой смеси можно использовать водород с добавками щелочных металлов, сажистых или твердых металлических частиц. Гидродинамика газовзвесей в пограничном слое достаточно сложна, поскольку следует учитывать непрерывное поступление частиц через проницаемую поверхность, их нагрев за счет поглощенного радиационного теплового потока и теплообмена с окружающим газом, постепенное испарение и, наконец, полное исчезновение. Скорость испарения вначале определяется только температурой поверхности частиц, а затем при некотором минимальном диаметре частицы начинает зависеть и от ее размера. Температура частиц, даже очень маленьких, при больших радиационных потоках может отличаться от температуры окружающего газа.

В связи со сложностью задачи ее теоретическое решение еще не точно, а результаты экспериментальных исследований неполны. Однако опыт, накопленный при анализе рассеяния энергии при наличии оптических неоднородностей среды (например, в метеорологии, астрофизике и акустике), позволяет сделать определенные заключения и в случае тепловой защиты от интенсивного радиационного теплового потока.

Причиной рассеяния энергии является оптическая неодно родность, создаваемая присутствием инородных частиц, обусловливающих непостоянство комплексного показателя преломления. Теорию рассеяния энергии на частицах, много меньших длины волны падающего света, создал Релей. Для видимого света ($\lambda \approx 0{,}5$ мкм) верхним пределом применимости теории Релея служит размер частиц порядка 0,03 мкм, а нижним — размер молекулы. Полное аналитическое решение задачи рассеяния излучения сферическими частицами, сравнимыми по размерам с длиной волны падающего света, было получено Ми в 1908 г.

Известны многие работы, в которых выполнены расчеты коэффициентов ослабления на основании формул, полученных Ми для сферических частиц различных размеров с разными комплексными показателями преломления. Наиболее обстоятельны таблицы Кроми, в которых приведены коэффициенты рассеяния и ослабления для частиц с такими комплексными показателями преломления, в которых действительная часть не меньше мнимой. Однако для металлических частиц соотношение мнимой и действительной частей противоположное, поэтому для них эти таблицы неприменимы.

Суммируя некоторые результаты проведенных исследований, можно сделать следующие выводы. Ослабление, характеризуемое коэффициентом K, складывается из двух составляющих. Первая — это собственно поглощение падающей извне энергии в двухфазной среде. Характеристикой этого поглощения является коэффициент K_a. Вторая составляющая ослабления — рассеяние энергии на частицах, характеристикой которого является специальный коэффициент K_s.

Рассеяние происходит в том случае, когда размер препятствия d имеет тот же порядок, что и длина волны падающего излучения. Ослабление энергии на малых частицах ($d \ll \lambda$) происходит главным образом за счет поглощения, тогда как рассеянием можно пренебречь. Для больших частиц ($d \gg \lambda$) коэффициент ослабления K перестает зависеть от диаметра частиц и стремится к двум. Применение больших частиц невыгодно, поскольку в этом случае процесс поглощения радиационного теплового потока полностью подобен поверхностному разрушению теплозащитного покрытия с тем же коэффициентом поглощения (т. е. теряется преимущество газовзвеси перед слоем частиц, уложенных на поверхности).

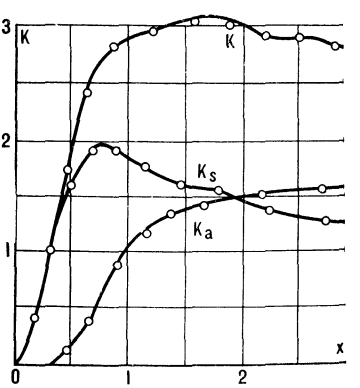


Рис. 10-10. Коэффициенты ослабления K, поглощения K_a и рассеяния K_s сферических частиц железа при различных параметрах, $X=\pi d/\lambda$.

В качестве примера на рис. 10-10 приведены результаты расчетов по теории Ми коэффициентов ослабления K, поглощения K_a и рассеяния K

радиационной энергии на сферических частицах железа с показателем преломления, равным 1,27—1,37 при различных параметрах:

$$X = \frac{\pi d}{\lambda}.$$

Оценки показывают, что пограничный слой с введенными в него мельчайшими частицами эффективно ослабляет падающий радиационный тепловой поток только в узком диапазоне изменения параметра X:

$$1 \leqslant X < 6.$$

При $X=20$ эффективность рассеяния в 4—5 раз ниже, чем в указанном диапазоне. Следует отметить, что полученные здесь количественные соотношения опираются на вполне определенные численные значения комплексного показателя преломления, поэтому для других веществ результаты могут несколько изменяться.

Общий вывод останется прежним: размеры частиц вдуваемых порошков должны быть одного порядка с длиной волны, соответствующей максимуму интенсивности свечения сжатого слоя. Если учесть, что применительно к полету в атмосфере со скоростями выше второй космической максимум излучения приходится на вакуумный ультрафиолет ($\lambda=0{,}1$ мкм), то понятно, сколь малы должны быть размеры частиц газовзвеси.

На практике приходится иметь дело не с монодисперсной средой, а с порошками, характеризуемыми неким распределением частиц по размерам. Более того, в процессе движения частиц от разрушающейся поверхности происходит резкое изменение их размеров вследствие сублимации (испарения). Нельзя забывать и о том, что реальные оптические характеристики облака частиц могут существенно отличаться от рассчитанных по формулам, справедливым для случая рассеяния света на одной изолированной частице. И, наконец, получение частиц размером много меньше одного микрона и распыление подобного порошка представляют значительные технические трудности.

Все эти проблемы ограничивают область применимости данного способа тепловой защиты при интенсивном радиационном тепловом воздействии в сжатом слое воздуха.

Третий способ тепловой защиты требует разработки специальных покрытий, обладающих высоким коэффициентом отражения по отношению к падающему извне радиационному потоку и сохраняющих этот коэффициент. Основное внимание, по-видимому, следует обратить на разрушающиеся теплозащитные покрытия, поскольку сохранность материала, учитывая уровень радиационных и конвективных тепловых потоков, приводившийся в § 10-1, даже при наличии высокого коэффициента отражения представляется проблематичной. В связи с этим необходимо вкратце рассмотреть основные особенности механизма разрушения при совместном тепловом воздействии.

Механизм разрушения теплозащитных материало в условиях радиационно-конвективного теплового воздействи

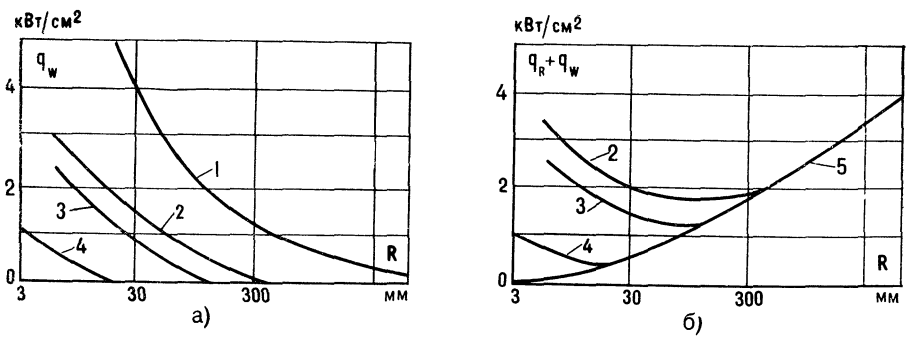
Появление радиационной составляющей в тепловом балансе на п верхности теплозащитного покрытия заставляет полностью пересмотре модели разрушения, изложенные в предыдущих главах. Это связа прежде всего с изменением соотношения между тепловым и динамич ским воздействиями на теплозащитное покрытие.

Как известно, уровень динамического воздействия зависит от гр диента давления в набегающем потоке dp_e/dx, а также величины сил трения τ_w. Последняя через аналогию Рейнольдса связана с величино конвективного теплового потока q_w. Градиент давления также определ ет величину теплового потока, но только для непроницаемых поверхн стей. При наличии вдува происходит снижение конвективного теплово потока и трения, но градиент давления практически не изменяется.

Неизменность (постоянство) соотношения между тепловым и дин мическим воздействиями при конвективном теплообмене приводит к т му, что безразмерная скорость уноса массы или эффективная энтальпи оплавляющихся материалов почти не зависит от размеров тела, хот уровень как теплового, так и динамического воздействия при увелич нии радиуса кривизны R с 0,007 до 1 м изменяется на порядки.

Рис. 10-11. Изменение конвективного (*а*) и суммарного (*б*) тепловых потоков при увеличении размера тела R для различных теплозащитных материалов.

1 — непроницаемая поверхность; *2* — графит; *3* — фенольный найлон; *4* — политетрафторэтилен; *5* — кривая изменения чисто радиационного потока.



Радиационный тепловой поток в отличие от конвективного потока трения и градиента давления резко увеличивается с ростом размеро тела (рис. 10-11), при этом одновременно возрастает и скорость уноса массы. Начиная с $\bar{G}_w \approx 3$, можно считать, что конвективный поток тепл и диффузионный поток массы к поверхности теплозащитного покрытия

равны нулю (при ламинарном режиме обтекания). Одновременно прекращается действие трения со стороны набегающего потока. Таким образом, единственными составляющими аэродинамического воздействия при $\bar{G}_w \approx 3$ остаются радиационный тепловой поток q_R и градиент давления dp_e/dx. Вдув газообразных продуктов разрушения, если они не обладают высокими коэффициентами поглощения, слабо уменьшает интенсивность подводимой энергии излучения.

В этих условиях можно считать, что определяющий механизм разрушения большинства теплозащитных материалов должен включать либо сублимацию, либо термическое разложение.

Действительно, отсутствие химически активных компонент набегающего газового потока исключает диффузионный режим горения графита. Отсутствие трения и малые градиенты давления (при больших R) благоприятствуют интенсивному перегреву пленки расплава стеклообразных материалов и ее полному испарению. В случае композиционных материалов (гл. 9) взаимодействие отдельных составляющих (стекло и кокс) также должно стимулировать выход на третий (сублимационный) режим разрушения.

Итак, скорость разрушения различных теплозащитных материалов может определяться лишь двумя параметрами: суммарным тепловым эффектом поверхностных процессов ΔQ_w и коэффициентом поглощения $K_{a,w}$. Последний зависит не только от спектрального распределения степени черноты разрушающейся поверхности $\varepsilon_\lambda(\lambda)$, но и от спектра падающего радиационного теплового потока $q_{R,\lambda}(\lambda)$:

$$K_{a,w} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda)\, q_{R,\lambda}(\lambda)\, d\lambda}{q_R}, \qquad (10\text{-}5)$$

где $q_R = \int_0^\infty q_{R,\lambda}(\lambda)\, d\lambda$.

Баланс тепла на разрушающейся поверхности в случае высоких радиационных тепловых потоков упрощается до следующего выражения:

$$q_R K_{a,w} = G_w \Delta Q_w + G_\Sigma c\,(T_w - T_0) + \varepsilon\sigma T_w^4.$$

В том случае, когда механического разрушения материала не происходит, суммарная скорость уноса массы G_Σ равна скорости поверхностного разрушения (сублимации) G_w и можно ввести энтальпию разрушения материала при интенсивном радиационном тепловом воздействии (по аналогии с эффективной энтальпией для конвективного теплового потока):

$$I_R = \frac{q_R - \left(\frac{\varepsilon}{K_{a,w}}\right)\sigma T_w^4}{G_\Sigma K_{a,w}} = \frac{\Delta Q_w + c\,(T_w - T_0)}{K_{a,w}} = \frac{H}{K_{a,w}}. \qquad (10\text{-}6)$$

В табл. 10-1 представлены результаты оценки величины I_R для ра личных веществ в предположении, что они непрозрачны в диапазо длин волн λ от 0,2 до 1 мкм. Анализ данных табл. 10-1 позволяет сдела парадоксальный вывод: при интенсивном радиационном тепловом во действии энтальпии разрушения графита и фторопласта (разлагающе ся полимера) оказались близкими, причем величина их почти втр меньше, чем у окислов (SiO_2 и MgO). Заметим, что скорости уноса ма сы графита и окислов будут различаться не так сильно, как величины Это связано с тем, что температуры разрушения у этих веществ разли ны и соответственно различаются числители в формуле (10-6).

Таблица 10-1. **Характеристики разрушения различных веществ при интенсивном радиационном тепловом воздействии**

Материал	H, кДж/кг	$K_{a,\,w}$ для $0{,}2<\lambda<1$ мкм	I_R, кДж/кг
Графит	30 000	0,85	35 000
Кварц	15 000	0,2	75 000
Окись магния	15 000	0,13	115 000
Фторопласт	3 000	0,1	30 000

Однако при высоких радиационных тепловых потоках влияние те пературы поверхности быстро убывает. Действительно, максимальн значение температуры разрушения существующих материалов мож оценить по температуре графита в тройной точке, равной 4200 К. П этом $\sigma T_w^4 \approx 18\,000$ кВт/м^2. Учитывая, что у реальных материалов при в соких температурах $\varepsilon \approx K_{a,w}$, получаем, что при $q_R > 100\,000$ кВт/м^2 (ур вень тепловых потоков, соответствующий спуску в атмосфере Юпит ра) различия в температуре разрушающейся поверхности отдельн классов теплозащитных материалов уже не играют принципиально значения.

Итак, чем выше интенсивность радиационного теплового воздей вия, тем более существенную роль играет коэффициент поглощения ра рушающейся поверхности.

Попытки создать экраны с высокой отражательной способност уже неоднократно описаны в литературе [Л. 10-13, 10-14]. При эт можно идти двумя путями. Первый вариант предусматривает совме ние блокирования конвективного теплового потока (за счет вдува га образных продуктов разрушения) с высокой отражательной способ стью разрушающегося материала (примером может служить фто пласт). Во-втором варианте предлагается использовать двухслойн покрытия. В частности, можно применить кварцевое стекло с подсло из серебра. Кварцевое стекло, обладая высоким тепловым эффект сублимации, эффективно блокирует конвективную составляющую те лового потока. Однако оно является полупрозрачным в оптическом ди

пазоне излучения, в результате чего значительная часть радиационного теплового потока проходит внутрь материала. В итоге профиль температуры внутри покрытия из кварцевого стекла существенно зависит от его приведенного коэффициента поглощения $\overline{K}_a$ (рис. 10-12), а скорость уноса массы и глубина прогрева могут изменяться при этом в несколько раз.

Чтобы исключить вредные последствия полупрозрачности кварцевого стекла, со стороны внутренней поверхности покрытия можно поставить металлическое зеркало с высокой отражательной способностью (рис. 10-13, *б*).

Кварцевое стекло прозрачно в области длин волн от 0,2 до 2,3 мкм. Если использовать в качестве зеркала серебро, то оно эффективно отражает при $\lambda > 0{,}4$ мкм. Такая система должна успешно противостоять не только тепловому воздействию сжатого слоя, но и лазерному облучению с энергией до 200 000 кВт/м² [Л. 10-14].

Возвращаясь к первому из рассмотренных вариантов (рис. 10-13, *а*), отметим, что главную трудность представляет проверка сохранения поверхностью хорошей отражательной способности при ее интенсивном разрушении. Так, в работе [Л. 10-13] показано, что нитрид бора, имеющий в стандартных условиях отражательную способность выше 0,9, в процессе его испытания при совместном конвективном и радиационном нагреве снизил отражательную способность до 0,55.

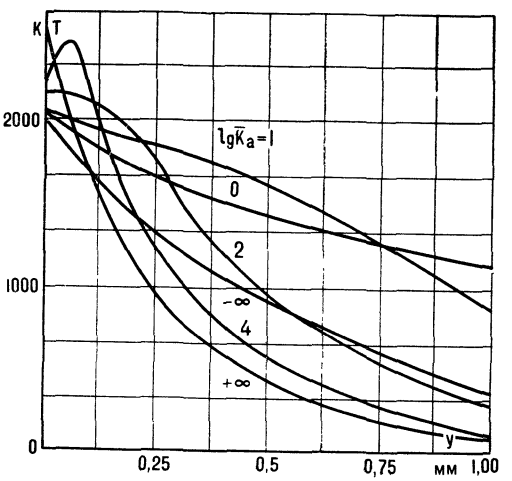


Рис. 10-12. Профиль температуры в кварцевом стекле при различных значениях коэффициента поглощения материала $\overline{K}_a$ ($q_R/q_0=3$, $p_e=10^4$ Па).

В связи с этим особое значение приобретает экспериментальная отработка теплозащитных материалов в условиях интенсивного радиационного нагрева. Для этой цели используются различные радиационные и гелиоустановки [Л. 10-11, 11-16]. В процессе таких испытаний необходимо измерять оптические характеристики разрушающейся поверхности, ее температуру T_w и скорость уноса массы G_Σ. Строя зависимости скорости уноса массы от величины радиационного теплового потока, поступившего через разрушающуюся поверхность

$$[q_R - (\varepsilon/K_{a,w})\sigma T_w^4)],$$

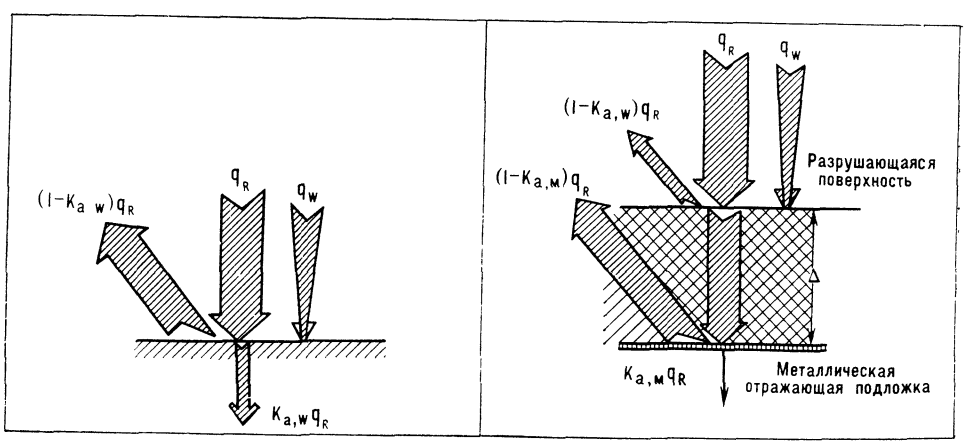
можно определить величину энтальпии разрушения I_R. Она соответствует наклону прямолинейного участка зависимости, который устанавливается у любого теплозащитного материала при достаточно высоком радиационном тепловом потоке. В тех случаях, когда измерение температуры разрушающейся поверхности затруднено, ее можно оценить, исходя из определяющего механизма разрушения — сублимации основной компоненты данного композиционного материала. Для стеклопластиков такой компонентой является стекло SiO_2, а скорость сублимации связана с температурой выражением

$$G_\Sigma = G_w = \frac{a p^{\text{н}}_{SiO_2}(T_w)}{\sqrt{2\pi \frac{R}{M_{SiO_2}} T_w}}. \qquad (10\text{-}7)$$

Использовать экспериментальные данные для определения I_R или рассчитывать температуру поверхности по формуле (10-7) можно только в том случае, когда конвективный тепловой поток практически полно-

Рис. 10-13. Способы тепловой защиты от совместного конвективно-радиационного теплового потока.

а — отражение разрушающейся поверхностью; *б* — отражение внутренней поверхностью покрытия.



а) б)

стью блокирован газообразными продуктами разрушения, т. е. например для ламинарного пограничного слоя при

$$\bar{G}_w = G_w/(\alpha/c_p)_0 > 1/\gamma \approx 1{,}7;$$

здесь γ — коэффициент вдува в линейном приближении.

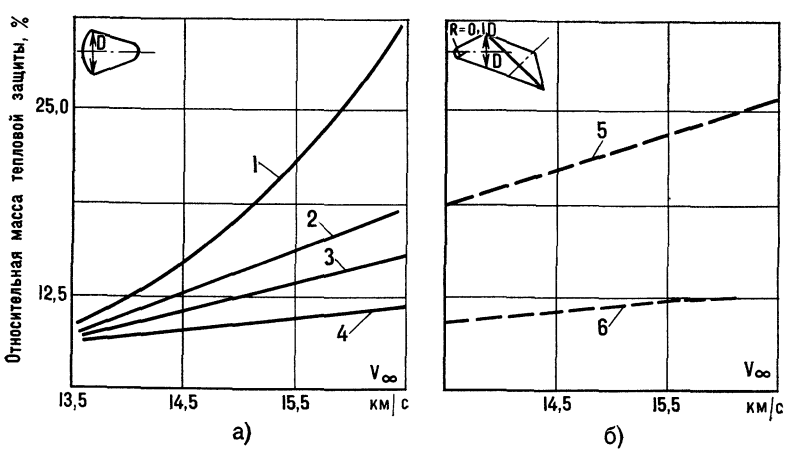
10-4. Оптимизация тепловой защиты при сверхорбитальных скоростях полета

Любая попытка создания системы тепловой защиты рано или поздно заканчивается оптимизацией, т. е. поиском наиболее выгодного варианта. При этом конструктор сталкивается со сложной технической задачей, обусловленной не столько необходимостью рассмотреть большое число схем или рецептур теплозащитных покрытий, сколько с трудностями выделения единственного критерия оптимизации. Например, сравнивая пористую и разрушающуюся системы тепловой защиты, можно минимизировать массу системы или выделить критерий надежности (безотказности) работы, а можно во главу угла поставить требование саморегулирования при резком изменении внешних тепловых нагрузок.

Очень часто возможность оптимизации серьезно ограничивается неопределенностью задания условий работы или характеристик самой теп-

Рис. 10-14. Сравнение эффективности тепловой защиты для двух выбранных конфигураций спускаемых аппаратов сегментальной (*а*) и удлиненного конуса (*б*) при различных скоростях входа V_∞ [Л. 10-7].

1 — нижняя граница I_R; *2* — верхняя оценка излучения; *3* — верхняя граница I_R; *4* — нижняя оценка излучения; *5* — турбулентный слой; *6* — ламинарный слой.



лозащитной системы. Последнее, в частности, весьма показательно для перспективных изделий ракетно-космической техники, например, для спускаемых аппаратов, предназначенных для входа в атмосферу Земли после полетов к другим планетам Солнечной системы. Данный параграф посвящен исследованию наиболее выгодной в весовом отношении си-

стемы тепловой защиты спускаемого аппарата, причем показано, какс диапазон исходных данных, начиная от геометрической формы аппарат и кончая критериями перехода ламинарного пограничного слоя в турбу лентный, приходится учитывать при проведении оптимизации.

Даже при гиперболических скоростях полета (например, при $V_\infty >$ >15 км/с) можно избежать радиационного теплового воздействия н большей части поверхности спускаемого аппарата. Для этого его нео ходимо выполнить заостренным, например, в виде затупленного конус (рис. 10-14, *б*). С учетом требований к маневрированию в атмосфере пр планирующем спуске в работе [Л. 10-6] выделены две возможные ко фигурации спускаемых аппаратов: сегментальная (типа «Аполлон» и заостренная, составленная из двух кососрезанных конусов, и проведе но исследование различных параметров, влияющих на массу теплоза щитной системы.

Лобовая поверхность (щит) первого из рассмотренных аппаратс почти вдвое меньше, чем у конического, однако большая интенсивност теплообмена на его поверхности и, главное, наличие радиационного те лового потока делают проблему его тепловой защиты довольно сложно

Напротив, большая часть поверхности заостренного аппарата, окру женная относительно холодным сжатым слоем, подвержена конвекти ному тепловому нагреву, и лишь в окрестности затупления, где темпера тура газа близка к параметрам торможения, существует область совм стного радиационно-конвективного теплового воздействия. Однако даж в этой области радиационный тепловой поток существенно меньше, че у сегментального, поскольку толщина сжатого слоя определяется ради сом затупления.

Значительную неопределенность в расчет тепловой защиты сегме тального аппарата вносит неточность определения теплового эффект «радиационного» вдува, а также энтальпии разрушения I_R, а в расче защиты конического аппарата — положение точки перехода от ламина ного режима течения в пограничном слое к турбулентному. Последне также связано с оценкой эффекта вдува, поскольку в турбулентном по граничном слое коэффициент вдува $\gamma_т$ почти втрое меньше, чем в лами нарном $\gamma_л$, а соотношение тепловых потоков к непроницаемой поверхн сти обратное: $q_{0т}$ втрое выше $q_{0л}$. В результате тепловой поток, подве денный к разрушающейся поверхности, оказывается в 7 раз выше пр турбулентном режиме. При расчетах в работе [Л. 10-6] предполагалос что критическое число Рейнольдса, рассчитанное по локальным параме рам набегающего потока, составляет $Re_{кр}=2{,}5\cdot10^6$, однако за сче влияния различных факторов оно может снизиться до $0{,}1\cdot10^6$. Первом из этих значений в период максимального нагрева соответствовал лами нарный режим течения на большей части конического аппарата, тогд как второму — турбулентный почти на всей поверхности, за исключен ем носового затупления.

Результаты расчетов относительной массы теплозащитного покрыти приведены на рис. 10-14. С ростом скорости полета масса тепловой защи

ты сегментального аппарата увеличивается быстрее, чем у конического. Это связано с тем, что в рассматриваемом диапазоне V_∞ излучение увеличивается примерно в 5 раз. При конвективном нагреве рост теплового потока компенсируется пропорциональным увеличением теплового эффекта вдува. Поэтому для конического аппарата суммарная толщина унесенного, прококсованного и теплоизоляционного слоя изменяется слабо и для средней части поверхности конуса составляет около 25 мм при ламинарном потоке и 51 мм при турбулентном (плотность материала $\rho_0=1250$ кг/м^3). Отметим, что семикратное увеличение теплового потока к разрушающейся поверхности в турбулентном пограничном слое не привело к пропорциональному увеличению толщины покрытия, поскольку за счет роста температуры поверхности эффективность разрушения резко увеличилась. Для лобового щита сегментального аппарата суммарная толщина прококсованного и теплоизоляционного слоев составляет около 25 мм, тогда как толщина унесенного слоя быстро возрастает по мере приближения к точке торможения, достигая 20 мм при $V_\infty=15$ км/с.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что аэродинамические условия по-разному влияют на массу защиты сегментального и конического аппаратов. Хотя в вариантах расчета с номинальными параметрами обе рассмотренные конфигурации требуют приблизительно равные по массе теплозащитные системы, неопределенность физической модели, использованной при вычислениях, делает сравнение довольно трудным. Если предположить, что все полученные результаты равновероятны, то сегментальная форма более выгодна в диапазоне скоростей входа до $V_\infty=15$ км/с. Это связано с тем, что неопределенность оценки излучения убывает с уменьшением скорости, тогда как влияние режима обтекания на параметры тепловой защиты конического аппарата оказывается важным при всех рассмотренных скоростях.

Глава одиннадцатая

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫ МАТЕРИАЛО

Задачи экспериментального исследовани

Успешное применение теплозащитных матери лов зависит от того, насколько подробно изучен поведение и свойства материалов в различных у ловиях конвективного и радиационного нагрев Воспроизведение подобных условий является, к правило, очень сложной технической задачей, тр бующей значительных затрат. Поэтому экспер ментальное исследование взаимодействия теплоз щитных материалов с высокотемпературной сред проводится последовательно в три основных эта

Вновь разработанные рецептуры теплозащи ных материалов сначала проходят сравнительны (отборочные) испытания. Параметры среды и м тод испытаний подбирают таким образом, чтоб выявить наиболее важные свойства материала, х рактеризующие его поведение и возможности в з данных условиях. Сравнительные испытания пр водят при постоянных параметрах набегающе потока на одном режиме работы установки. П исследованиях такого типа необходимо учитыва воспроизводимость условий испытаний, надежнос и точность методов контроля параметров высо температурной среды, достаточность объема пол чаемой информации для того, чтобы с заданн точностью проводить сравнение материалов. П результатам сравнительных испытаний отбира наиболее эффективные материалы, которые подл жат дальнейшему изучению.

Второй этап исследований посвящен изучен механизма разрушения материала и определен его основных характеристик в широком диапазо

изменения параметров высокотемпературной среды (энтальпии, давления, скорости, состава). Результаты этих исследований используются для построения модели разрушения материала, проверки теоретических методов расчета, рекомендации области преимущественного использования данного материала и т. п.

Наконец, третий этап исследований охватывает широкий круг вопросов, связанных с изучением теплофизических свойств материалов, в том числе излучательной способности поверхности, теплоты физико-химических превращений, молекулярной массы продуктов разложения связующего и ряда других свойств, которые могут зависеть от характера воздействия набегающего потока, а также технологии изготовления, структуры наполнителя и связующего и т. д. Проведение исследований такого типа требует разработки специальных методик и целого комплекса измерений в условиях высокотемпературной среды.

Итак, можно следующим образом сформулировать основные задачи экспериментальных исследований разрушающихся теплозащитных материалов:

1. Проведение сравнительных испытаний вариантов теплозащитных материалов при определенных «стандартных» режимных параметрах, обусловленных условиями их будущего применения.

2. Выяснение определяющего механизма разрушения при изменении условий воздействия потока в широких пределах, в том числе и в нестационарных тепловых условиях, с последующим использованием этой модели для расчета теплозащитных свойств покрытия и выбора необходимой толщины теплозащитных материалов.

3. Определение теплофизических и кинетических характеристик разрушающихся теплозащитных материалов в условиях, моделирующих натурные.

Проведенный в предыдущих главах анализ конвективного и радиационного теплового воздействия, а также исследование различных механизмов разрушения позволяют указать следующие основные параметры, воспроизведение которых важно при экспериментальной отработке теплозащитных материалов:

1) энтальпия заторможенного потока газа I_0' (для окрестности точки торможения затупленного тела $I_0' = I_e$);

2) химический состав набегающего газового потока, в особенности концентрация химически активных компонент;

3) давление заторможенного потока газа p_0' (в окрестности точки торможения затупленного тела $p_0' = p_e$);

4) режим течения в пограничном слое — ламинарный или турбулентный;

5) уровень сдвигающих напряжений на разрушающейся поверхности — градиент давления, и силы трения, dp_e/dx и τ_w.

Указанный перечень, конечно, не может считаться достаточно полным для всех этапов отработки теплозащитных материалов. В нем ука-

заны лишь те параметры, которые влияют на механизм разрушения в условиях конвективного нагрева.

При анализе совместного конвективного q_0 и лучистого q_R теплового воздействия на материал появляются дополнительные определяющие параметры, причем главные из них — отношение тепловых потоков q_R/q_0 и энтальпия торможения I_e.

В задачах о разрушении стыков различных покрытий или об излучении продуктов разрушения становится существенной толщина пограничного слоя. Наконец, при экспериментальной отработке теплоизоляции важно воспроизвести абсолютную величину подведенного теплового потока.

Что касается габаритов модели, то они должны быть достаточно большими, чтобы исключить неодномерность прогрева материала, а также зависимость результатов испытаний от соотношения между структурой материала и размером модели.

Так как при лабораторной отработке теплозащитных материалов обычно не удается смоделировать сразу все перечисленные особенности теплового и силового воздействия, то выбирают такую методику, которая позволяет воспроизводить наиболее важные параметры набегающей среды, т. е. ставится задача о частичном моделировании одного или нескольких параметров и о переносе результатов отдельных экспериментальных исследований на натурные условия с помощью теоретических моделей разрушения. Это требует осуществления комплексных программ испытаний при высокой точности измерения всех важнейших параметров потока.

Экспериментальные высокотемпературные установки для отработки теплозащитных покрытий

Для экспериментального исследования разрушающихся теплозащитных материалов в настоящее время используются различные высокотемпературные установки, в их числе:

стендовые ракетные двигатели;

установки с электродуговым нагревом воздуха и других газов;

ударные трубы;

установки радиационного нагрева и др.

Рассмотрим основные требования, которые предъявляются к установкам для испытания разрушающихся теплозащитных материалов.

1. Температура набегающего газового потока должна быть выше температуры фазовых превращений материала.

2. Установка должна обеспечивать возможность нагрева различных газов и газовых смесей необходимого состава в определенном диапазоне температур, давлений и скоростей истечения.

3. Время стабильной работы установки должно изменяться от нескольких секунд (5—10 с) до минут.

4. Набегающий на модель поток должен быть однородным по температуре, давлению и скорости.

В струях стендовых ракетных двигателей воспроизводятся величины энтальпий торможения I_e до 6000—8000 кДж/кг и скорости потока порядка 3000 м/с. В настоящее время эти установки являются по существу единственными, в которых при сравнительно высокой температуре можно в течение длительного периода времени получать турбулентный режим обтекания испытываемых моделей. Серьезным недостатком испытаний материалов в струях стендовых ракетных двигателей является то, что химический состав потока не соответствует, как правило, реальным условиям работы материалов. Это обстоятельство затрудняет изучение механизма разрушения материалов, для которых химические реакции при разрушении играют определяющую роль. Кроме того, при испытаниях в струях ракетных двигателей материалов с высокой температурой разрушения, порядка 3000 К, вследствие малости перепадов энтальпий (I_e—I_w) поперек пограничного слоя неизбежно появляются большие погрешности в определении величины теплового потока к разрушающейся поверхности.

В настоящее время наилучшим средством получения высокотемпературных потоков в течение продолжительного времени является нагрев воздуха или других газов с помощью электрической дуги. Известные электродуговые подогреватели (плазмотроны) можно разделить на несколько типов (рис. 11-1).

Простейшее устройство для подогрева газа — это свободно горящая в воздухе электрическая дуга (рис. 11-1, *а*), на оси которой может достигаться температура до 7000 К. Если через такую дугу вдоль ее оси принудительно продувать газ, то мы получим схему простейшего устройства для электродугового нагрева газа (рис. 11-1, *б*). В разрядной камере происходит переход электрической энергии в тепловую энергию газа, и затем газ в виде струи вытекает через сопло с большой скоростью. Температура газа, нагретого в таком устройстве, намного превышает температуру фазовых превращений теплозащитных материалов; химический состав газа практически может быть любым.

Тепло от дуги распространяется теплопроводностью, излучением и конвекцией. Излучение играет существенную роль только при высоком давлении. В балансе энергии в дуговом столбе важную роль играет диссоциация газа, а также диффузия ионов и молекул. Теплопроводность обусловливает теплообмен с холодными частями подогревателя. За счет конвекции осуществляется в основном передача тепла от дугового столба к обтекающему его газу.

Из различных вариантов электродуговых подогревателей можно выделить плазмотроны, характерной особенностью которых является нахождение на одной оси дугового разряда и истекающей струи (рис. 11-1, *б*—*д*). При такой схеме не происходит смешения подогретого газа в сопле и за счет этого достигается максимальная температура в струе. Максимально возможные температуры газа, получаемые на

таких электродуговых подогревателях, в зависимости от выбора схе нагрева, вида рабочего газа и уровня подводимой мощности, ра $(8 \div 15) \cdot 10^3$ К.

В схеме на рис. 11-1, *б*, *г* и *д* в качестве материала катода испо зуется вольфрам или торированный вольфрам. В большинстве устано электроды, сопла и другие элементы разрядной камеры выполняю из охлаждаемой водой меди.

В электродуговых подогревателях с межэлектродной вставкой (ф ма на рис. 11-1, *д*) при увеличении тока увеличивается также и плотность, что связано с ограничением диаметра дуги внутренней верхностью межэлектродной вставки. Это приводит к повышению тем

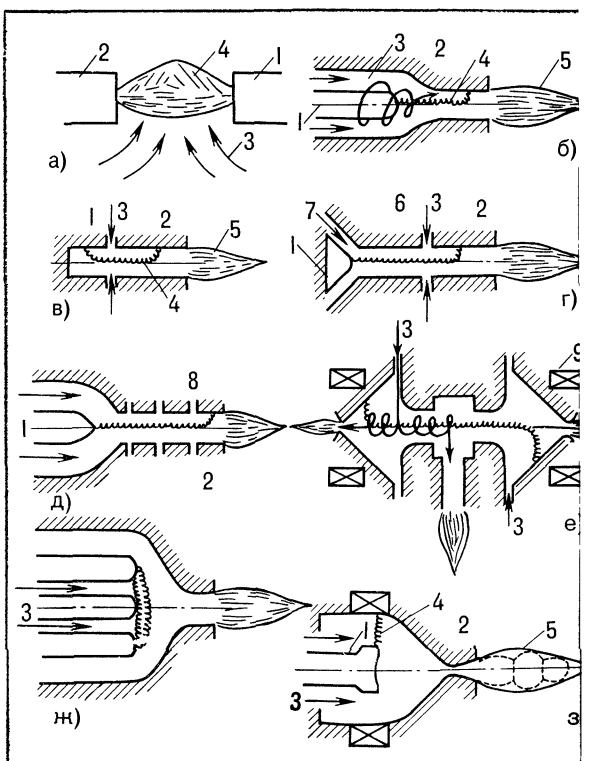


Рис. 11-1. Схемы электродуговых подогревателей газа.

а — свободно горящая дуга; *б* — подогреватель со стержневым электродом и полым охлаждаемым анодом; *в* — электродуговой подогреватель линейного типа с вихревой стабилизацией дуги; *г* — подогреватель с защитой катода инертным газом; *д* — подогреватель с секционированными межэлектродными нейтральными вставками; *е* — подогреватель, с боковым выходом струи, работающий без примесей продуктов разрушения электродов; *ж* — электродуговой подогреватель на переменном токе с тремя электродами; *з* — коаксиальный плазмотрон высокого давления; *1* — катод; *2* — анод; *3* — вход рабочего газа; *4* — дуга; *5* — струя; *6* — электрически нейтральная вставка; *7* — дополнительный подвод инертного газа; *8* — межэлектродная вставка; *9* — магнитная катушка.

ратуры нагрева газа. Так, если максимальный уровень среднемассо температуры газа в подогревателях типа, указанных на рис. 11-1, *б* составляет 7000 К, то в подогревателях с межэлектродной встав достигаются температуры 10 000 К и выше. Кроме того, вольт-ампер характеристики у них также различны. У подогревателей линейной

мы рис. 11-1, *б* и *в* вольт-амперная характеристика носит падающий характер, а у подогревателя с межэлектродной вставкой — возрастающий.

Для уменьшения эрозии электродов в местах соприкосновения опорных пятен дуги с поверхностью электрода дуга быстро перемещается по его поверхности с помощью газодинамических сил (схемы на рис. 11-1, *б—д*), внешнего магнитного поля (схема на рис. 11-1, *з*) или их совместного воздействия (схема на рис. 11-1, *е*). Вихревая и магнитная стабилизация дуги уменьшает диаметр разряда и позволяет повысить температуру в струе. Для того чтобы уменьшить вредное влияние закрутки потока, связанной с вихревой или магнитной стабилизацией дуги, выход газа устраивают сбоку или по касательной к линиям тока (схема на рис. 11-1, *е*). Эта же схема позволяет уменьшить долю примесей, попадающих в поток при разрушении электродов, путем отсоса газа из приэлектродных зон.

Для повышения мощности подогревателя предусматривают питание ресивера горячим газом от нескольких дуг. Обычно в одну дугу удается «вложить» ограниченную полезную мощность, что связано с выделением тепла в катодном и анодном пятнах на электродах и трудностями охлаждения последних. Эффективным способом повышения температуры нагрева газов является стабилизация дуги сжиженными газами или водой (сильное обжатие дуги).

Рассмотрим подогрев газа в коаксиальном подогревателе (схема на рис. 11-1, *з*). Дуга горит в зазоре между электродами и под действием внешнего магнитного поля перемещается с большой скоростью (200 м/с) по поверхности электродов. Центральный электрод может служить как катодом, так и анодом. Вращаясь с большой скоростью, электрическая дуга постоянно взаимодействует с новыми порциями газа, текущего в осевом направлении в зазоре между электродами, и нагревает его. Электродуговые подогреватели, работающие по коаксиальной схеме, находят широкое применение для получения нагретого газа повышенного давления.

В настоящее время мощность характерных современных электродуговых подогревателей составляет от 100 кВт до 10 МВт и даже более. Продолжительность стабильной непрерывной работы колеблется от 30 с до нескольких десятков минут. Эти нагреватели обеспечивают при непрерывной работе получение газа давлением от 10^3 до 10^7 Па при уровне энтальпии газового потока от 4000 до 200 000 кДж/кг. При этом тепловой поток к моделям может достигать 0,1—5 кВт/см^2 и более.

Остановимся на некоторых слабых сторонах электродугового нагрева газа. Газовый поток загрязняется продуктами эрозии электродов (концентрация загрязнений достигает нескольких десятых процента). Диаметр полученных струй на сегодняшний день недостаточен, а их параметры неоднородны. В струе имеют место пульсации температуры, плотности, скорости и др., распределение этих параметров по сечению потока недостаточно хорошее. Но, несмотря на это, газодинамические

установки с электродуговым подогревом являются в настоящее время наиболее подходящими для экспериментального изучения процесса разрушения теплозащитных материалов. Более полные сведения об установках с электродуговым нагревом можно найти в [Л.11-1—11-7].

Для испытаний материалов может также применяться ударная труба непрерывного действия. Установка представляет собой вращающееся устройство (ротор) с несколькими ударными трубами, из которых горячий сжатый газ поступает в коллектор (ресивер или камеру), а оттуда в сопло. При высоких давлениях в камере этой установки (до 10^7 Па) воздух нагревается всего лишь до температуры 3500 К [Л. 11-14]. Широкого распространения установки такого типа не получили.

Для изучения прогрева теплозащитных материалов используются установки с радиационным нагревом, где в качестве источника высокой температуры применяются угольные дуги, мощные ксеноновые лампы и даже энергия солнца (гелиоустановки).

Для изучения влияния разрушения поверхностного слоя на газодинамические характеристики обтекания тела проводят эксперименты с легкосублимирующими моделями, выбрасываемыми навстречу потоку из баллистических пушек. Время полета моделей составляет обычно 1—10 мс, хотя при скоростях полета от 9 до 12 км/с уровень теплового воздействия может быть достаточно высок.

Методы измерений параметров высокотемпературного газового потока

Ценность экспериментальных результатов, возможность использования их при расчете реальных конструкций и для сравнения с теоретическими расчетами в большой степени зависят от точности и надежности методов измерения параметров высокотемпературного потока газа.

Одним из основных параметров набегающей среды является энтальпия. Существует несколько методов измерения энтальпии. Обычно определяют среднемассовые значения энтальпии для всей рабочей среды. Наиболее точным является газодинамический метод измерения энтальпии или метод истечения через критическое сечение [Л. 11-2].

Допустим, что течение в сопле является одномерным и изоэнтропическим, тогда энтальпию торможения можно выразить через давление торможения, массовый расход и площадь критического сечения сопла. Графически эта зависимость для воздуха при температурах от 2000 до 8000 К представлена на рис. 11-2. Аналогичные зависимости можно рассчитать для газовой среды любого состава.

Таким образом, измеряя давление торможения в камере подогревателя, зная массовый расход газа и площадь критического сечения, определяют среднее значение энтальпии торможения потока. Следует отме

тить, что при использовании этого метода требуется, чтобы коэффициент расхода сопла был примерно равен 1.

В тех конструкциях электродуговых подогревателей, где горячий газ поступает в сопло, имея тангенциальную составляющую скорости, величина коэффициента расхода сопла для нагретого газа неизвестна и может заметно отличаться от 1. Исследования полной энергии газа в таких подогревателях можно производить с помощью специального калориметра (рис. 11-3).

Иногда среднемассовая энтальпия струи определяется как разность общей мощности подогревателя и суммарных потерь в охлаждаемые элементы и сопло подогревателя, деленная на массовый расход газа.

Наиболее точным методом определения среднемассовой энтальпии и ее профиля в заторможенном потоке является измерение с помощью энтальпиемера [Л. 11-1 и 11-8] (рис. 11-4, *а*), представляющего по сути дела датчик измерения стационарного теплового потока от струйки газа с известным расходом, попадающей внутрь трубки. Энтальпия определяется простым калориметрическим балансом тепла. Если известно приращение температуры воды внутри охлаждаемого калориметра, то энтальпия газа на входе связана с энтальпией на выходе:

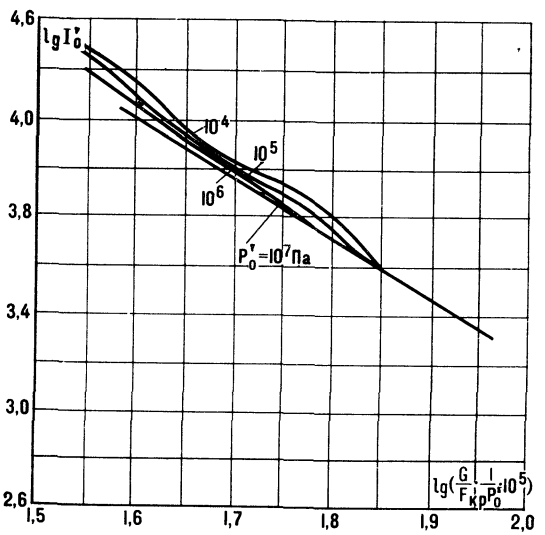


Рис. 11-2. Зависимость энтальпии торможения воздуха I_0' (кДж/кг) от давления торможения p_0' (Па) и удельного расхода через критическое сечение сопла $G/F_{кр}\frac{1}{p_0'}$ [кг/(м²·с·Па)].

$$I_0' = I_{изм} + Fq_0/G,$$

где $q_0 = c_p G_в (T_1 - T_2)/F$ — тепловой поток к внутренней поверхности трубки, кВт/м²; F — площадь, м².

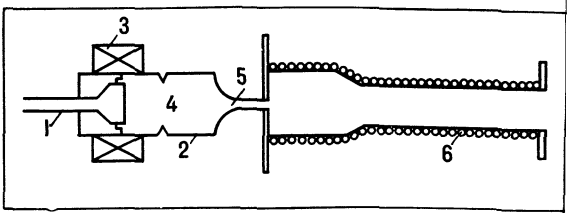


Рис. 11-3. Схема калориметрирования истекающей струи с помощью охлаждаемого насадка.

1 — катод; *2* — анод; *3* — магнитная катушка; *4* — камера; *5* — звуковое сопло; *6* — калориметр.

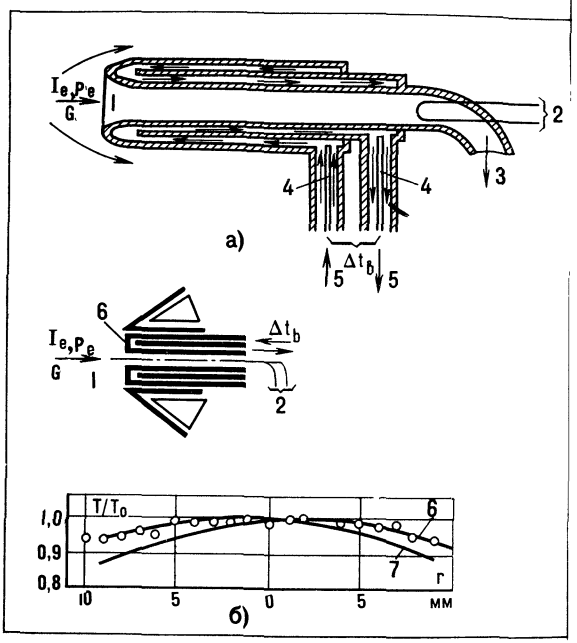


Рис. 11-4. Схема энтальпиемера и распределение параметров по сечению струи.

а — энтальпиемеры: *1* — набегающий поток; *2* — термопара; *3* — газ к расходомеру; *4* — термопары для измерения подогрева воды; *5* — подвод и сток воды; *6* — энтальпиемер, моделирующий форму испытываемого образца; *б* — профили температуры для подогревателя с боковым (*6*) и осевым (*7*) выходом струи; T_0 — температура на оси струи, *r* — радиус ядра струи.

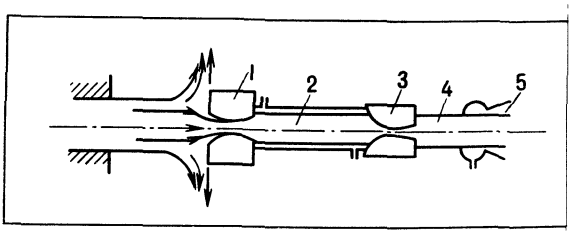


Рис. 11-5. Схема насадка для измерения энтальпии потока газодинамическим методом.

1 — мерное сопло; *2* — камера; *3* — мерное сопло; *4* — камера; *5* — эжектор.

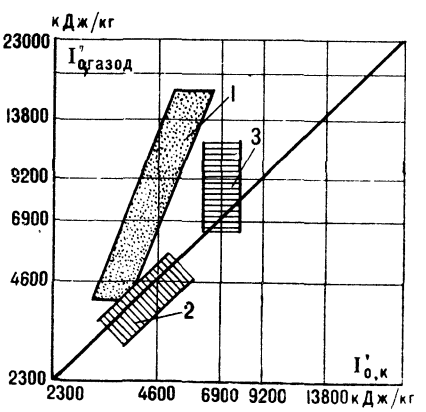
Для измерения энтальпии потока в дозвуковой струе можно также использовать газодинамический метод, применяя специальный насадок, схема устройства и установка в поток которого показаны на рис. 11-5. Струйка газа из потока поступает в мерное, охлаждаемое водой сопло *1*. Из сопла газ попадает в камеру *2*, где охлаждается до температу-

ры, близкой к стандартной. На выходе из камеры установлено второе мерное сопло *3*. Разрежение в камере создается эжектором *5*. Режим работы эжектора выбирается таким, чтобы при заданных размерах диаметров критических сечений сопл перепад давлений на каждом сопле обеспечивал звуковое течение газа. Величина перепадов давлений на соплах контролируется измерением давлений в камерах *2* и *4*. По результатам измерений определяется массовый расход газа через критическое сечение. Зная полное давление газа в потоке, определяют энтальпию торможения потока.

Иногда энтальпию определяют по конвективному тепловому потоку к охлаждаемому водой калориметру, устанавливаемому в мерном участке струи. Обычно величину энтальпии рассчитывают, используя соотношение Фея и Риддела [Л. 2-7] для конвективного теплового потока. Поскольку на величину теплового потока существенное влияние могут оказывать такие факторы, как распределение давлений по стенке модели, степень турбулентности набегающего потока, каталитичность поверхности, то к этому методу следует прибегать лишь тогда, когда хорошо известно и оценено влияние всех указанных факторов.

Рис. 11-6. Сравнение результатов измерения энтальпии торможения газодинамическим (рис. 11-2) и калориметрическим (рис. 11-3) методами при следующих предположениях.

1 — эффективная площадь критического сечения $F_{кр}$ равна геометрической площади; *2* — F горячей струи соответствует F холодной струи; *3* — результаты измерения при изменении уровня закрутки и турбулизации потока [Л. 11-4].



Некоторые исследователи уделяли недостаточно внимания точности определения энтальпии заторможенного потока. Насколько велики могут быть различия при измерениях несколькими независимыми методами показано на рис. 11-6. При использовании газодинамического метода основной вклад в погрешность измерения вносит предположение о том, что коэффициент расхода сопла при наличии тангенциальной составляющей скорости (закрутке) равен единице. Иными словами, как видно из рис. 11-6, применительно к таким схемам электродуговых нагревателей никак нельзя принимать эффективную площадь критического сечения сопла равной его геометрической площади.

Как было показано в гл. 3, при нестационарном прогреве и разрушении теплозащитных покрытий, определяющее значение имеет абсолютная величина и характер изменения со временем конвективного или лучистого теплового потока. Конвективный тепловой поток, кроме того, характеризует также уровень массообмена в силу аналогии между коэффициентами теплообмена (α/c_p) и массообмена β, который является

важнейшей характеристикой внешних условий при рассмотрении хим чески активных или сублимирующих покрытий.

Наконец, при анализе процессов разрушения важно учесть связ теплового потока и трения (аналогия Рейнольдса), которая позволяе оценить уровень силового воздействия на пленку расплава стеклообра ных покрытий.

Все перечисленное показывает, насколько важно разработать мет ды измерения конвективного (или лучистого) теплового потока, котор имели бы приемлемую точность в условиях обтекания высокотемпер турными или высокоскоростными газовыми потоками.

Измерение конвективного теплового потока в окрестности точки то можения осесимметричной модели, обтекаемой дозвуковой или свер звуковой струей, проводится по методу стационарного калориметра ил экспоненциальным методом (см. ниже). Полученные данные по вели чинам тепловых потоков целесообразно сравнить с результатами теор тического расчета [формула (2-21)].

При этом особое внимание следует обращать на величину безра мерного градиента скорости в районе точки торможения, который вх дит в формулу (2-21):

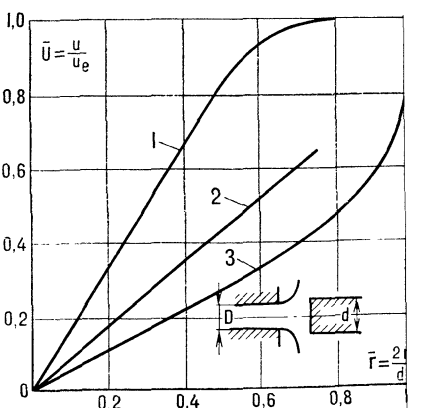
$$\bar{\beta} = \beta \frac{D}{u_e} = \left(\frac{du_e}{dx}\right)_{x=0} \frac{D}{u_e}.$$

Исследования показывают, что величина $\bar{\beta}$ в дозвуковых струях зависит от соотношения между диаметром модели d и диаметром сопла D, равного начальному диаметру струи. На рис. 11-7 в качестве примера показано распределение скорости на торце цилиндра, обтекаемого в продольном направлении дозвуковой струей при разных соотношениях диаметра цилиндра d и струи D.

Струя высокотемпературного газа обычно имеет конечные размеры, соизмеримые с размером модели. Относительный тепловой поток к поверхности цилиндрических моделей с плоским затуплением, имеющих диаметр $d=14$, 20, 30 и 40 мм, при диаметре выходного сечения сопла подогревателя $D=20$ мм приведен на рис. 11-8, *г*. Зна чения тепловых потоков, измеренные в окрестности точки торможени для указанных диаметров, отнесены к значению теплового потока дл модели диаметром 14 мм. Видно, что при увеличении диаметра модел от 14 до 40 мм тепловой поток уменьшается примерно на 8%. Так ка величина теплового потока в окрестности точки торможения при проч

Рис. 11-7. Изменение относительной ско сти по образующей плоского торца ц линдра при его обтекании дозвуков струей.

1 — $d/D=3{,}0$; *2* — $d/D=1{,}4$ и *3* — $d/D=0{,}5 \div 1{,}0$.



равных условиях пропорциональна $\sqrt{(du_e/dx)_0}$, то по значениям теплового потока можно судить об изменении градиента скорости в точке торможения при изменении относительных размеров среза сопла подогревателя и диаметра модели.

Обычно на практике при испытаниях теплозащитных материалов отношение d/D лежит в пределах 1—1,5.

Одной из причин, вызывающих увеличение теплового потока в окрестности точки торможения модели, обтекаемой дозвуковым потоком, может быть турбулизация потока. В высокотемпературных струях, получаемых с помощью электродугового нагрева, причиной турбулизации потока может быть способ нагрева газа электрической дугой. Например, пульсации температуры и давления в струе могут происходить из-за колебаний электрических параметров. На рис. 11-9 приведены результаты работы [Л. 11-27], где исследовалось влияние степени турбулентности m набегающего на модель дозвукового потока на интенсивность

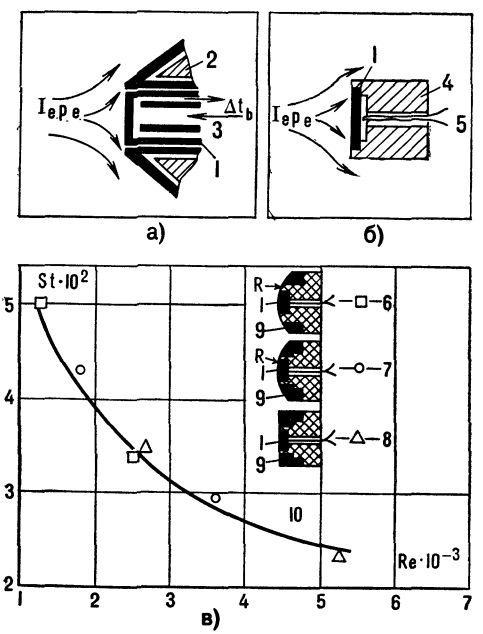
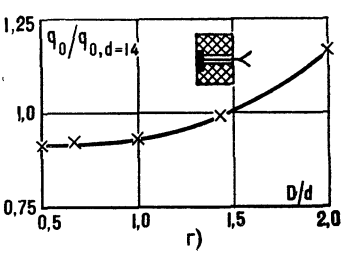


Рис. 11-8. Схемы калориметров и результаты измерений.

а — стационарный водоохлаждаемый калориметр; *б* — экспоненциальный неохлаждаемый калориметр; *1* — рабочий элемент; *2* — державка; *3* — подвод и отвод воды; *4* — изолятор; *5* — термопара; *в* — зависимость числа Стентона от числа Рейнольдса; *6* — модель с полусферическим затуплением; *7* — модель с затуплением $R=10$ при $d=14$ мм; *8* — модель с плоским торцом; *9* — кольца из меди; *10* — расчет по формуле (2-21); *г* — зависимость теплового потока q_0 от отношения диаметра сопла D к диаметру модели d.



теплообмена в районе точки торможения при числах Рейнольдса $\mathrm{Re}=(1{,}4\div2{,}2)\cdot10^5$. Под степенью турбулентности m понимается отношение среднеквадратичной пульсационной составляющей скорости к скорости истекающей струи. Из рисунка следует, что значения тепловых потоков в районе точки торможения могут в 1,5—2 раза превышать рас-

четные в зависимости от степени турбулентности потока. Специальных исследований по влиянию степени турбулентности потока на массообмен не проводилось, но возможность такого влияния существует. Это указывает на необходимость тщательного контроля степени турбулентности при измерениях тепловых потоков в дозвуковых высокотемпературных струях, используемых для исследования разрушения теплозащитных материалов.

Тепловой поток к непроницаемой стенке может быть определен несколькими методами [Л. 11-11]. Наиболее распространенными из них являются метод охлаждаемого калориметра и нестационарный (экспоненциальный) метод.

Схема охлаждаемого калориметра приведена на рис. 11-8, *а*. Калориметр представляет собой полый медный цилиндр, внутри которого осуществляется проток охлаждающей воды.

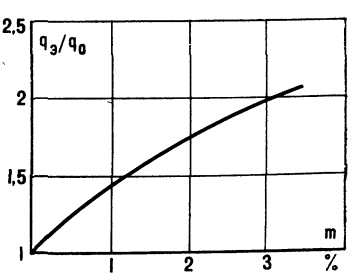
Принцип действия его состоит в следующем. Рабочий элемент, имеющий в месте охлаждения толщину примерно 2—3 мм, нагревается потоком газа и передает тепло омывающей его воде. С боковой стороны рабочий элемент защищается охлаждаемым медным конусом. Для уменьшения перетоков тепла в охранный конус калориметр изолируется от него слоем изолятора или щелью вдоль боковой поверхности. Толщина щели составляет примерно 0,2—0,5 мм.

При заданном расходе воды $G_в$ и известных размерах калориметра для расчета величины теплового потока необходимо измерить только подогрев охлаждающей воды Δt. Если пренебречь утечками тепла с нерабочих поверхностей калориметра, то средний удельный тепловой поток к поверхности калориметра

$$q_0 = \frac{c_в G_в \Delta t}{F},$$

где F — площадь рабочего элемента калориметра.

Рис. 11-9. Зависимость величины теплового потока в точке торможения модели $q_э$ от степени турбулентности m набегающего дозвукового потока (q_0 — тепловой поток при $m=0$).



Большим достоинством стационарного метода измерения тепловых потоков является возможность его длительного использования в нагретой струе. При расчете теплового потока к непроницаемой поверхности теплозащитного покрытия необходимо вводить поправочный коэффициент на отличие температуры поверхности калориметра от температуры поверхности образца.

Другой метод измерения количества тепла, получаемого от нагретой струи газа, основывается на определении скорости нагрева изолированного элемента *1* (рис. 11-8, *б*), выполненного из материала с хорошей теплопроводностью:

$$q_0 = m_к c_к (dT/d\tau),$$

где $m_к$ — масса калориметра; $c_к$ — его теплоемкость; $dT/d\tau$ — скорость нагрева калориметра. Этот метод называют обычно экспоненциальным. В качестве материала калориметра обычно используют медь. На задней теплоизолированной стороне калориметра зачеканивается термопара, позволяющая фиксировать рост температуры во время нагрева. Величина $dT/d\tau$ определяется на линейном участке измерения температуры во времени. Суммарная погрешность обоих методов определения тепловых потоков обычно составляет 10—20%.

Экспериментальные данные по теплообмену в дозвуковой струе воздуха с энтальпией заторможенного потока $I_e=(12\div25)\cdot10^3$ кДж/кг показывают, что соотношение между тепловыми потоками к модели с плоским торцом и полусферическим затуплением несколько иное, чем при сверхзвуковом. Так, для моделей диаметром 14 мм при диаметре сопла $D=20$ и 26 мм имеет место зависимость:

$$(q_0)_{пс}/(q_0)_п = 1{,}45,$$

следовательно, эффективный радиус модели с плоским торцом будет $R_{эфф}=2{,}1R_{пс}$, а не $3{,}3R_{пс}$, как при сверхзвуковом обтекании.

Результаты этих экспериментов приведены на рис. 11-8, *в* в виде зависимости безразмерного коэффициента теплообмена

$$St = \frac{q_0}{\rho_e u_e (I_e - I_w)}$$

от числа

$$Re = \frac{u_e 2R\rho_e}{\mu_e}.$$

При такой форме обобщения наблюдается хорошее согласие с теорией Фея и Ридделла.

Широкое применение для измерения температуры и плотности потока нагретого газа находят методы спектрально-оптической диагностики. При этом информацию о состоянии газа можно получить, исследуя характеристики его излучения (поглощения): интенсивность излучения и длину волны линий, ширину и форму контура линий, зависимость интенсивности непрерывного излучения от длины волны и т. д. Перед применением того или иного метода измерения необходимо предварительно исследовать спектральные характеристики потока. Лишь после этого можно выбрать определенный оптический метод определения температуры, который обеспечивает достаточную точность измерения.

Известны абсолютный и относительный спектроскопические методы измерения [Л. 11-1, 11-9, 11-24]. С их помощью можно отдельно измерить температуры нейтральных частиц, ионов и электронов. Эти температуры совпадают только в случае термодинамического равновесия.

Измерение температуры по абсолютной интенсивности спектральных линий связано с большими трудностями, обусловленными в боль-

шинстве случаев отсутствием данных по вероятностям переходов, необ ходимостью дополнительного измерения или расчета абсолютной кон центрации атомов и использованием достаточно надежного эталонног источника. Эти затруднения отпадают при измерении температуры п относительной интенсивности спектральных линий.

Температуру струи можно также определить, используя уравнени Саха для ионизированного газа, связывающее число электронов, ионо и нейтральных атомов с температурой.

Наиболее широкое распространение в последнее время получил методика измерения плотности ионов и электронов по уширению водо родных линий серии Бальмера [Л. 11-9].

На рис. 11-4, *б* приведены типичные профили температуры в дозву ковой струе газа вблизи среза сопла, измеренные спектроскопическим методом. Видно, что в подогревателе с боковым выходом струи пр диаметре сопла 20 мм имеет место достаточно равномерный профил температуры. В линейном подогревателе с осевым истечением стру диаметром 26 мм профиль температуры на выходе достаточно равно мерный только в центральной струе диаметром 14—16 мм.

Другой важной характеристикой газового потока является его ско рость. Помимо обычных газодинамических методов ее определени (с помощью трубки Пито) для измерения локальной скорости приме няется метод фоторегистрации (фоторазвертки) неоднородностей плаз менной струи [Л. 11-10]. Он основан на том, что газ на выходе из сопл электродугового подогревателя состоит из чередующихся горячих и от носительно более холодных областей. Светимость газа резко меняетс с изменением температуры. При измерении скорости этим методом дви жение потока осуществляется перпендикулярно перемещению кино пленки, в результате чего на ней получаются наклонные следы. В итог определение скорости струи сводится к измерению угла наклона следо неоднородностей при известных линейной скорости перемещения пленк и масштабе изображения.

Измеренные фоторегистрацией средние скорости струи, выходящей из электродугового нагревателя схемы на рис. 11-1, *в* для режимов ра боты его с демпферной камерой, отличаются от среднемассовых значе ний на 12%. При работе электродугового подогревателя без демпфер ной камеры такое различие составляет до 58%. Это указывает, чт демпферная камера, установленная сразу за анодом, выравнивае (усредняет) параметры в потоке нагретого газа по сечению струи.

На процесс термического разрушения теплозащитных материало большое влияние оказывает распределение давления на разрушающей ся поверхности. Знание его необходимо для определения силового воз действия потока на поверхность модели. Кроме того, по измеренному распределению давления можно найти значение градиента скорост в окрестности точки торможения, знание которого необходимо при рас чете теплового потока.

11-4. Схемы установок и методы проведения экспериментов

Рассмотрим основные схемы установок для проведения экспериментов по исследованию разрушения теплозащитных материалов в высокотемпературных потоках газа. Все схемы можно разбить на четыре класса: схемы для испытаний в дозвуковой струе (рис. 11-10, *а*, *в*),

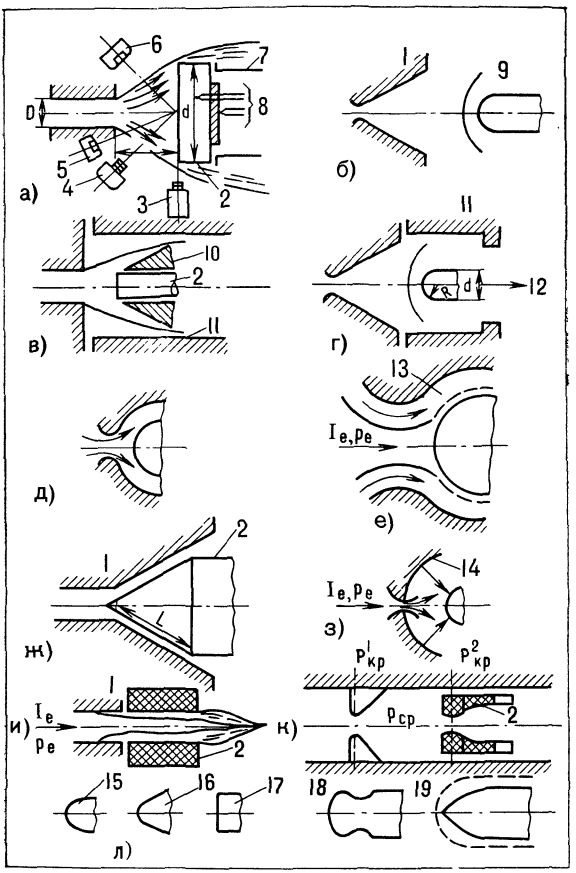


Рис. 11-10. Принципиальные схемы установок для испытаний образцов теплозащитных материалов в потоке нагретого газа в процессе разрушения.

а — испытания в дозвуковой свободно расширяющейся струе; *б* — разрушение образца в сверхзвуковой свободно истекающей струе; *в* — испытания в дозвуковом потоке закрытого типа; *г* — аэродинамическая труба с электродуговым нагревом газа; *д* — испытание образцов в щелевых каналах (сопле-кожухе); *е* — испытания крупных моделей с поджатием горячего газа к поверхности образца холодным потоком; *ж* — испытания конических моделей с охлаждаемым носиком; *з* — испытания образцов в условиях радиационно-конвективного нагрева; *и* — испытания образца в виде цилиндрического канала; *к* — испытания модели в виде профилированного канала; *л* — формы торцов образцов после испытаний; *1* — опло; *2* — исследуемый образец; *3*, *4* — следящая кинокамера; *5*, *6* — пирометры для измерения яркостной и цветовой температуры; *7* — защитный кожух; *8* — термопары; *9* — ударная волна; *10* — охлаждаемый или разрушающийся защитный конус; *11* — кожух; *12* — вывод к вакуумным насосам; *13* — газовый «кожух»; *14* — эллиптическое зеркало; *15* — эллипсоид; *16* — конус с полусферическим затуплением; *17* — плоская поверхность с закругленной фаской; *18* — цилиндрическая поверхность со сферическим сегментом; *19* — форма торца при разрушении в турбулентном пограничном слое.

в сверхзвуковой струе (рис. 11-10, *б*, *г*), в щелевых каналах (рис. 11-10, *д*—*ж*), в каналах или профилированных соплах (рис. 11-10, *и*, *к*). Кроме того, испытания в струях могут проводиться при закрытой рабочей части (аэродинамическая труба) и в свободной струе, истекающей в атмосферу.

Испытания в дозвуковой свободной струе по схеме на рис. 11-10, *а* ограничены обычно точкой торможения, причем размер модели d может почти в 1,5 раза превышать диаметр среза сопла D. Это объясняется особенностями распределения давления при натекании дозвуковой струи на бесконечную пластину (см. § 11-3).

Недостатком такой схемы является интенсивное перемешивание периферийной зоны струи с окружающей средой, что ограничивает возможность испытаний материала в различных средах.

В схеме на рис. 11-10, *б* требуется, чтобы давление в ресивере превышало атмосферное более чем в $[(k+1)/2]^{[k/(k-1)]}$ раз. Тогда с помощью профилированного сопла можно получить сверхзвуковое обтекание модели. Обычно используют сопла на числа M=2. Это позволяет избавиться от влияния державки на параметры обтекания и в то же время иметь достаточно высокое давление торможения перед моделью, а следовательно, и высокий тепловой поток. Эксперимент организуется так же, как и в предыдущем случае. Основная область применения этой схемы — измерение квазистационарных параметров разрушения.

Метод моделирования обтекания затупленных тел с помощью сопла-кожуха показан на рис. 11-10, *д*. Эта схема выгодно отличается тем, что практически весь горячий газ участвует в теплообмене. Благодаря этому нагревается значительная часть боковой поверхности модели, и тем самым тепловой потенциал струи из подогревателя используется значительно полнее. Такая схема позволяет испытывать модели больших размеров, чем в предыдущих вариантах. Недостатком схем с твердыми стенками кожуха является большая чувствительность распределения давления в зазоре к уносу массы теплозащитного покрытия. Это привело к разработке струйных «кожухов» (схема рис. 11-10, *е*). В данном случае внутренняя струя горячего газа прижимается к испытываемой поверхности внешним холодным потоком газа.

Влияние режима течения и сдвигающих усилий при разрушении теплозащитных материалов можно исследовать по схеме на рис. 11-10, *ж*. Если критическое сечение находится у основания конуса или клина, то образец испытывается дозвуковым потоком. При перемещении критического сечения в цилиндрическую часть сопла обтекание производится сверхзвуковым потоком. При расположении критического сечения в середине конуса максимальный градиент давления вдоль поверхности составляет p/L, что в 2 раза превышает градиент давления, который можно получить в первых двух случаях. Перемещения критического сечения вдоль поверхности образца можно достигнуть изменением угла раствора между образующими модели и сопла. Для сохранения в процессе испытания постоянной площади критического сечения соответствующие места в образце должны заменяться неразрушающимися охлаждаемыми медными вставками.

Испытания при течении в цилиндрических каналах (схема на рис. 11-10, *и*) используются, во-первых, для изучения специфики внутренних задач и, во-вторых, для получения переходного или турбулент-

ного режимов течения в пограничном слое (и больших величин поверхностного трения), которых невозможно достигнуть при экспериментах в окрестности точки торможения затупленного тела. Основная трудность в проведении экспериментов по этой схеме заключается в сложности измерения текущих значений скорости перемещения поверхности раздела покрытие — газовый поток.

Если при внешнем обтекании измерение координат разрушающейся поверхности можно произвести достаточно точно, то при внутреннем режиме испытаний нужны особые приемы. Один из них — газодинамический, применяемый для определения скорости увеличения размера наиболее узкого проходного сечения (критического сечения).

Для этого делается два критических сечения, в каждом из которых устанавливается скорость звука. Важно, чтобы давление в камере между этими сечениями было столь велико, что, несмотря на обгорание одного из них, расход газа оставался бы неизменным. Давление в промежуточной камере будет при этом однозначно характеризовать площадь поперечного сечения сопла из исследуемого разрушающегося материала:

$$\rho_1 F_1 a_{\text{кр},1} = \rho_2 F_2 a_{\text{кр},2}.$$

Второй способ связан с использованием рентгеновских лучей. Если размер втулки из теплозащитного материала позволяет получить снимок в плоскопараллельном пучке, то удается зафиксировать не только поверхность раздела, но и все зоны изменения плотности.

Приведенные различные схемы иллюстрируют многообразие условий испытаний теплозащитных материалов. Экспериментальная установка и схема испытаний выбираются в зависимости от назначения теплозащитных покрытий и требований к ним по продолжительности и интенсивности нагрева. Проведение испытаний на различных установках и по различным методам испытаний во многих случаях затрудняет сравнение результатов, полученных различными исследователями.

Рассмотрим основные методы проведения экспериментов. Поскольку электродуговые установки не обеспечивают полного моделирования натурных условий разрушения теплозащитных материалов, исследуется влияние на разрушение каких-либо одних важнейших параметров при постоянстве других. Можно выделить несколько экспериментальных методов, с помощью которых выясняется влияние:

энтальпии заторможенного потока, $I_e = \text{var}$;

давления заторможенного потока, $p_e = \text{var}$;

химического состава набегающего потока;

состава материала — содержания наполнителя (связующего) при $I_e = \text{const}$.

Модель для испытаний, как правило, выбирается в виде осесимметричного тела, обычно цилиндра или конуса с различной формой торца. Ввод образца в поток производится после того, как электродуговая

установка вышла на стационарный режим работы. Модель устанавливается на определенном расстоянии от среза сопла l.

Расстояние l обычно не превышает нескольких диаметров сопла. Следует учитывать удобства расположения аппаратуры для измерения основных параметров теплозащитных материалов, а также необходимость обеспечения требуемых тепловых и газодинамических условий (равномерность распределения тепловых и других параметров на рабочем участке струи). Модель устанавливается по оси струи и должна полностью находиться в набегающем потоке.

Если диаметр образца меньше диаметра сопла на срезе, т. е. $d/D<1$, то при этом особое значение приобретает теплоизоляция образца с боковой поверхности. Для этого используют как охлаждаемые, так и разрушающиеся конусы (рис. 11-10, *в*), из которых испытываемая модель должна выступать не более чем на 1—5 мм. При использовании охлаждаемых конусов-державок необходимо иметь следящую систему, которая по мере уноса массы подает разрушаемый торец образца в заданную плоскость и поддерживает постоянным расстояние между срезом сопла и образцом. Для этого применяют различные оптические и рентгеновские устройства.

Продолжительность испытаний определяется временем, необходимым для измерения важнейших величин в условиях квазистационарного разрушения. Отключение установки производится либо после отработки установленного периода времени, либо по показанию термопары, вмонтированной в теплоприемник на обратной поверхности модели (рис. 11-10, *а*).

Для изучения динамики протекания различных явлений на поверхности можно использовать высокоскоростную микрокиносъемку (рис. 11-10, *а*). Перемещение разрушающейся поверхности также фиксируется с помощью кинокамеры, устанавливаемой в плоскости торца модели. Наблюдение за процессами на поверхности, образованием обугленного слоя, поведением пограничного слоя сильно затруднено большой яркостью излучения поверхности и пристеночного газового слоя. Необходимо использовать специальную технику съемки, применять светофильтры, голографические и рентгеновские методы измерений и т. д.

Важнейшим параметром, характеризующим и определяющим различные кинетические процессы на разрушающейся поверхности, является ее температура T_w. Знание ее также необходимо для пересчета результатов измерения с помощью калориметра тепловых потоков на условия разрушающихся теплозащитных материалов.

Температуру разрушающейся поверхности для некоторых материалов удается измерить с помощью микротермопар, заделанных внутри покрытия и выходящих на поверхность при уносе вышележащего слоя. Представленные в виде зависимости безразмерной скорости разрушения от температуры T_w результаты экспериментов позволяют установить внутренние закономерности процесса.

На рис. 11-11 показана связь скорости уноса массы типичного коксующегося материала от температуры поверхности и химического состава набегающего потока. Видно, что увеличение содержания кислорода в набегающем потоке существенно увеличивает унос массы, особенно при росте температуры. В работе [Л. 11-12] экспериментально установлено, что скорость уноса массы материалов является функцией температуры независимо от способа подвода тепла — конвективного, радиационного или совместного.

К тыльной стороне модели могут быть подведены электроды термопар и установлены калориметры для определения изоляционных свойств покрытия, т. е. количества проходящего через прогретый слой тепла.

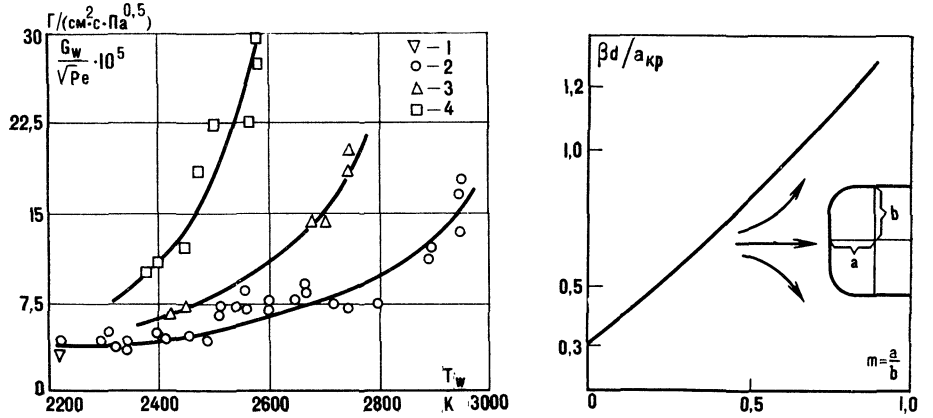
По данным крупномасштабной съемки можно судить также о механизме разрушения исследуемого материала, степени покрытия его поверхности пленкой расплава и т. д. Независимо от первоначальной кон-

Рис. 11-11. Влияние химического состава набегающего потока и температуры поверхности на скорость уноса массы типичного коксующегося теплозащитного материала.

1 — аргон; *2* — азот; *3* — воздух; *4* — кислород.

Рис. 11-12. Влияние формы торца образца на градиент скорости $\beta = \frac{du_e}{dx}$ **при сверхзвуковом обтекании.**

$d=2b$; $m=a/b$; $a_{кр}$ — скорость звука.



фигурации при установлении квазистационарного режима разрушения торец образца принимает постоянную форму. В зависимости от соотношения диаметров образца и сопла, теплофизических и других свойств материала она может быть различной: плоской, полусферической, эллипсоидной с отношением полуосей примерно до 2 и др. (рис. 11-10, *л*).

Знание формы поверхности образца необходимо для учета ее влияния на тепловой поток, которое проявляется через градиент скорости $\beta = du_e/dx$ (рис. 11-12). Таким образом, форма и диаметр модели определяют градиент скорости на ее поверхности. Поэтому калориметр должен иметь ту же самую форму и размеры, как и разрушающаяся модель.

При испытаниях в дозвуковой струе, когда $d < D$, образец может приобрести при разрушении сложную форму передней части (рис. 11-10). Появление «шейки» на боковой поверхности связано с присоединением потока после разворота в угловой точке. Это вызывает увеличение местной скорости уноса массы, которая пропорциональна локальному коэффициенту теплообмена. При турбулентном режиме течения в пограничном слое над моделью ее поверхность в процессе разрушения приобретает свои отличительные особенности (рис. 11-10 поз. *19*).

Результаты экспериментальных исследований теплозащитных материалов в режиме квазистационарного разрушения обычно представляют в виде зависимостей: $\bar{G}_w = f_1(I_e, p_e)$ (рис. 6-11), $I_{эфф} = \dfrac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{G_w} = f_2(I_e)$ (рис. 6-12) или $q_w/q_0 = f_3(\bar{G}_w)$ (рис. 6-13).

В условиях нестационарного разрушения эти зависимости не могут служить характеристиками теплозащитного материала. Измерение внутренних температур позволяет в этом случае получить сведения о теплофизических свойствах материала и кинетике гетерогенных физико-химических превращений. При сравнительных испытаниях используют критерий эффективности, равный весу теплозащитного покрытия, необходимому для поддержания температуры конструкционного слоя на заданном уровне (например, 400 К) и отнесенному к единице площади поверхности. При этом неважно, за счет чего эта эффективность достигается — за счет минимального разрушения или же за счет хороших теплоизолирующих свойств.

Оптические измерения параметров теплозащитных материалов

Измерение температуры разрушающейся поверхности оптическими методами имеет следующие отличительные особенности: образец находится в горячей струе, которая может испускать и поглощать излучение; на поверхности моделей существует пограничный слой, в котором присутствуют пары разрушающегося материала, которые также испускают и поглощают излучение.

Поэтому, прежде чем приступать к измерениям температуры моделей, необходимо иметь данные о спектре пропускания струи, а также о спектре излучения паров в пограничном слое. Это позволит найти окна прозрачности, т. е. спектральные интервалы, где интенсивности

излучения и поглощения пограничного слоя и самой струи малы и где можно надежно измерять температуру поверхности модели.

Среди оптических методов определения температуры поверхности наиболее распространенными являются яркостный и цветовой методы. Эти методы хорошо разработаны [Л. 11-15—11-19] и успешно применяются для измерений температуры образцов теплозащитных материалов в электродуговых установках [Л. 11-13].

Яркостный метод основан на измерении яркостной температуры поверхности образца $T_я$ в монохроматическом свете с длиной волны λ: $T_{я\lambda}=T_я$. Яркостная температура образца есть температура абсолютно черного тела, имеющего при длине волны λ такую же спектральную яркость, как и изучаемый образец. Отсюда ясно, что $T_я$ будет отличаться от истинной температуры T в силу закона Планка (см. § 1-4):

$$B_\lambda(T)=\varepsilon_\lambda B_\lambda^0(T)=\frac{c_1\varepsilon_\lambda}{\lambda^5[\exp c_2/(\lambda T)-1]}, \tag{11-1}$$

тем больше, чем сильнее спектральная степень черноты образца $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)=\varepsilon_\lambda$ отличается от единицы.

В табл. 11-1 приведены зависимости яркостной температуры $T_я$ от λ и ε_λ в диапазоне $T=1800\div3000$ К, рассчитанные по формуле:

$$T^{-1}=T_я^{-1}+\frac{\lambda}{c_2}\ln\varepsilon_\lambda. \tag{11-2}$$

Эта формула вытекает из закона Вина для излучения нечерных тел:

$$B_\lambda=\varepsilon_\lambda B_\lambda^0=\varepsilon_\lambda c_1\lambda^{-5}\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right), \tag{11-3}$$

где $B_\lambda=c_1\lambda^{-5}\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_я}\right)$; B_λ и B_λ^0 — соответственно спектральные яркости излучения нечерного тела (образца) и абсолютно черного тела; T — истинная температура; $c_1=3{,}7\cdot10^{-12}$ Вт·см^2 и $c_2=14\,380$ мкм·К — пирометрические константы.

Использование более удобной для расчетов формулы Вина (11-2) вместо формулы Планка (11-1) оправдано на коротковолновой стороне кривой спектрального распределения Планка, где $c_2/\lambda T\gg1$ (при $T\leqslant\leqslant3000$ К и $\lambda\leqslant1$ мкм).

Из табл. 11-1 видно, что ошибка в определении истинной температуры, обусловленная неопределенностью ε_λ образца, уменьшается при смещении измерений $T_я$ в область коротких длин волн.

С уменьшением длины волны становится минимальной погрешность в определении самой величины $T_я$, так как

$$\frac{\Delta T_я}{T_я}=\frac{\Delta B_\lambda}{B_\lambda}\frac{\lambda}{c_2}T_я. \tag{11-4}$$

Из этого уравнения следует, что при ошибке в измерении спектральной яркости $\Delta B_\lambda/B_\lambda = 3\%$ яркостная температура определяется с точностью до 0,3% (при $\lambda < 1$ мкм).

Если $\varepsilon_\lambda \geqslant 0{,}5$ и $\lambda = 0{,}3 \div 0{,}5$ мкм, то по яркостной температуре можно с достаточной точностью судить о величине истинной температуры разрушения образца.

Под цветовой температурой образца понимают такую температуру абсолютно черного тела, при которой оно на длинах волн λ_1 и λ_2 имеет отношение спектральных яркостей ($B^0_{\lambda_1}/B^0_{\lambda_2}$) такое же, как и образец ($B_{\lambda_1}/B_{\lambda_2}$).

Таблица 11-1. **Яркостная температура образца при различных истинных температурах T, длинах волн λ и степени черноты ε_λ**

T, К	λ, мкм				ε_λ
	0,30	0,45	0,65	1,00	
1800	1700	1653	1590	1500	0,2
	1741	1712	1675	1620	0,4
	1766	1750	1730	1695	0,6
	1786	1780	1770	1753	0,8
	1800	1800	1800	1800	1,0
2000	1872	1820	1744	1634	0,2
	1928	1892	1845	1774	0,4
	1956	1940	1910	1866	0,6
	1980	1972	1960	1940	0,8
2200	2050	1990	1890	1762	0,2
	2110	2070	2010	1930	0,4
	2145	2120	2090	2040	0,6
	2180	2160	2150	2125	0,8
2400	2220	2140	2040	1892	0,2
	2300	2250	2180	2080	0,4
	2340	2310	2280	2215	0,6
	2380	2360	2345	2320	0,8
2600	2390	2300	2140	2010	0,2
	2480	2420	2345	2230	0,4
	2530	2500	2460	2385	0,6
	2570	2560	2540	2500	0,8
2800	2560	2455	2320	2130	0,2
	2660	2595	2510	2380	0,4
	2720	2680	2630	2545	0,6
	2770	2750	2720	2680	0,8
3000	2725	2610	2460	2245	0,2
	2840	2770	2665	2520	0,4
	2910	2865	2805	2710	0,6
	2965	2940	2920	2870	0,8

Соотношение, связывающее истинную температуру тела с цветовой, имеет в пределах применимости формулы Вина следующий вид:

$$T^{-1} - T_{\text{цв}}^{-1} = \frac{\ln\left(\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}\right)}{c_2\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)}. \qquad (11\text{-}5)$$

Отсюда видно, что $T_{\text{цв}}$ отличается от T тем больше, чем больше отношение $(\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2})$ отличается от единицы.

Случай $\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}=1$ соответствует так называемому «серому телу» или участку «серого» излучения, для которых, как следует из (11-5), $T=T_{\text{цв}}$.

В табл. 11-2 приведены значения цветовой температуры в зависимости от T и отношения $\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}$, вычисленные по формуле (11-5) для случая $\lambda_1=0{,}66$ мкм и $\lambda_2=0{,}46$ мкм (т. е. для красно-синего «отношения»). Если $0{,}95\leqslant\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}\leqslant 1{,}05$ (практически это соотношение соблюдается у большинства существующих материалов для указанных λ_1 и λ_2), то $T_{\text{цв}}$ начинает заметно (на 40—50 К) отличаться от T только при температурах 3000 К и выше.

Следует отметить, что появление шероховатостей на разрушающейся поверхности несколько приближает характер излучения этой поверхности к излучению «серого» тела [Л. 11-15].

Погрешность определения цветовой температуры находится

$$\frac{\Delta T_{\text{цв}}}{T_{\text{цз}}} = \frac{\frac{\Delta k}{k} T_{\text{цв}}}{c_2\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}, \qquad (11\text{-}6)$$

где $k=B_{\lambda_1}/B_{\lambda_2}$ — отношение спектральных яркостей излучения образца для выбранных длин волн λ_1 и λ_2.

Таблица 11-2. **Цветовая температура образца $T_{\text{цв}}$ при различных значениях истинной температуры T и отношения степени черноты $\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}$ для красно-синего диапазона спектра**

T, К	$\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2}$								
	0,90	0,925	0,95	0,975	1,000	1,025	1,050	1,075	1,10
1800	1840	1830	1820	1810	1800	1790	1785	1778	1770
2000	2045	2035	2020	2010	2000	1990	1980	1970	1960
2200	2250	2240	2220	2210	2200	2185	2180	2160	2150
2400	2470	2450	2440	2420	2400	2390	2370	2360	2350
2600	2680	2660	2640	2620	2600	2585	2570	2550	2540
2800	2900	2865	2840	2820	2800	2780	2765	2740	2720
3000	3110	3080	3050	3025	3000	2980	2960	2940	2920

Если принять $\Delta B_\lambda/B_\lambda = 3\%$, то $\Delta k/k = 6\%$. В этом случае согласн (11-6) точность определения $T_{цв}$ составляет примерно 1,5%, т. е. в сре нем в пять раз хуже, чем точность определения $T_я$.

Тем не менее на участке «серого» излучения, для которого $\varepsilon_{\lambda_1} \approx \varepsilon_{\lambda_2}$, и меренная цветовая температура лежит значительно ближе к истинно чем яркостная (особенно при $\varepsilon_\lambda \leqslant 0{,}5$). С указанной точки зрения испол зование в этих случаях цветового метода имеет очевидные преимуществ

Характер излучения, близкий к «серому» в некоторых областя (λ_1—λ_2), имеют большинство окислов и материалов на их осно [Л. 11-15], а также целый ряд теплозащитных материалов (на осно углерода, асбопластики, стеклопластики и т. д.).

При проведении испытаний теплозащитных материалов применяют как фотографический, так и фотоэлектрический варианты яркостног и цветового методов определения температуры поверхности, которы дополняют друг друга.

Фотографический метод (который часто называют фотопирометри ческим) позволяет получить поле температур (яркостных или цветовых исследуемой поверхности с использованием сравнительно простого об рудования. Имеется несколько отработанных схем фотографических пи рометров для регистрации как $T_я$ [Л. 11-13, 11-19], так и $T_{цв}$ [Л. 11-1 11-18], которые отличаются друг от друга в основном относительны расположением исследуемого образца и эталонных температурных лам (отсюда следуют различия в оптических схемах), числом этих ламп, сп собом монохроматизации излучения, а также типом и конструкцие фотоприемника. Метод построен на использовании известной зависим сти между температурой объекта и плотностью его изображения н фотографической эмульсии

$$T_{я,м} = \frac{T_{я1} T_{я2} (S_2 - S_1)}{T_{я2} (S_2 - S_м) + T_{я1} (S_м - S_1)}. \qquad (11\text{-}$$

В этой интерполяционной формуле $T_{я,м}$ и $S_м$ — яркостная температу ра модели и почернение, вызванное на негативе излучением этой модел при длине волны λ; $T_{я1}$, $T_{я2}$ — яркостные температуры двух источнико сравнения (вольфрамовых температурных ламп), а S_1, S_2 — соответст венно почернения, вызванные на фотоэмульсии этими источниками н той же длине волны λ (S_1, S_2 и $S_м$ должны находиться в линейной обла сти характеристической кривой фотоэмульсии).

Эксперимент при определении яркостной температуры по формул (11-7) ставится следующим образом. Через интерференционный свето фильтр с узкой полосой пропускания фотографируют на фотопластинк (фотопленку) поверхность образца и две эталонные пирометрически лампы сравнения. Изображение ламп сравнения направляется в фото камеру с помощью плоского зеркала или полупрозрачной пластины. Ес ли обозначить коэффициент пропускания пластины через τ_λ и коэффи

циент отражения через ρ_λ, то расчет температуры можно проводить по формуле [Л. 11-13]:

$$T_{я,м} = \frac{T_{я1} T_{я2} (S_2 - S_1)}{T_{я2} (S_2 - S_м) + T_{я1} (S_м - S_1) + \frac{T_{я1} + T_{я2}}{c_2} (S_2 - S_1) \ln \frac{\tau_\lambda}{\rho_\lambda}}. \quad (11\text{-}8)$$

Применение цветоразделительной фотокамеры позволяет вести фотографирование образца одновременно в двух или даже в трех четко ограниченных интервалах длин волн, т. е. позволяет осуществить цветовой вариант фотографического метода. Последний вариант является наиболее подходящим для стендовых испытаний, так как из одного фотокадра получают обширную информацию: две-три яркостные температуры образца для разных участков поверхности и одну-две цветовые температуры.

Расчет $T_{я,м}$ для каждой из длин волн λ_1 и λ_2 проводится по формулам (11-7) и (11-8).

Значение цветовой температуры определяется из соотношения:

$$T_{цв} = \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) T_{я\lambda_1} - T_{я\lambda_2}}{\lambda_2 T_{я2} - \lambda_1 T_{я1}}. \quad (11\text{-}9)$$

При использовании фотоэлектрического варианта яркостного и цветового методов с применением пирометров ФЭП-4, ФЭП-60, ЦЭП-3 появляется возможность непрерывного контроля температуры модели в выбранных участках спектра. Вследствие этого испытания образцов можно проводить по заданной заранее программе.

Кроме того, при фотоэлектрических измерениях с использованием малоинерционных спектрометров появляется возможность непрерывного сканирования по длинам волн всего спектра излучения в целом.

В этой связи заслуживает внимания описанный в [Л. 11-13] метод оценки температуры поверхности без определения ε_λ. В этом методе абсолютные интенсивности излучения регистрируются в широком интервале длин волн, $\lambda = 0{,}4 \div 15$ мкм.

Затем спектр излучения наносится на сетку кривых излучения черного тела. Кривая черного тела, которая касается экспериментальной кривой излучения и лежит выше ее при всех других длинах волн, дает максимальную яркостную температуру, которая является нижним пределом температуры разрушающейся поверхности. Почти каждый материал имеет по крайней мере одну область длин волн, в которой его степень черноты близка к единице ($\varepsilon_\lambda \approx 0{,}95$) независимо от температуры поверхности. Для таких окислов, как окись магния, двуокись циркония и окись бериллия, область максимальных значений ε_λ находится между 8 и 10 мкм, у металлов — в ультрафиолетовой области, у термопластов (фторопласт, полиэтилен) высокая степень черноты наблюдается при $\lambda > 3$ мкм

Отметим, однако, что с ростом λ значение яркостной температуры все более удаляется от истинной и при $\lambda > 3$ мкм, даже если $\varepsilon_\lambda \approx 0{,}95$, ошибка в определении температуры разрушения согласно методике [Л. 11-13] может быть весьма значительной.

Остановимся кратко на методах измерения истинной температуры поверхности. Разработка таких методов является наиболее сложной проблемой пирометрии, так как связана с трудностями, имеющими принципиальный характер.

Общеизвестный способ определения температуры с помощью сверления глубокой выемки в образцах (полости «черного тела»), разумеется, не может быть использован, так как для разрушения теплозащитных материалов характерны высокие температурные градиенты в поверхностном слое (1000 К/мм). Тем самым температура на поверхности всегда выше, чем внутри полости. Поэтому для измерений истинной температуры поверхности можно применять лишь методы, основанные на использовании стороннего источника света (для непрозрачных материалов).

В одних случаях сторонний источник света используется для того, чтобы восполнить существующий недостаток «черноты излучения» поверхности и тем самым искусственно имитировать на поверхности условия, соответствующие излучению черного тела (метод обращения для самоизлучающей поверхности [Л. 11-16]). Яркостная температура, измеренная в момент обращения, соответствует истинной температуре.

В других случаях сторонний источник света используется для того, чтобы измерить коэффициент отражения, а следовательно, ε_λ поверхности (рефлектометрический метод [Л. 11-15, 11-18]). Если при этом одновременно измерить также и $T_я$ образца, то значение истинной температуры получается расчетом по формуле (11-2).

Исследование прогрева теплозащитных материалов с помощью термопар

Температурное поле внутри композиционных теплозащитных материалов может служить важнейшей исходной информацией на различных этапах их комплексного исследования.

Широкое применение для измерения температурных полей получил контактный метод [Л. 11-20, 11-21], в котором чувствительный элемент (термопара) находится в непосредственном соприкосновении с теплозащитным материалом.

Особо важное значение отводится оценке возможных погрешностей измерения. Это связано с тем, что при исследовании прогрева теплозащитных материалов возникают дополнительные специфические источники погрешностей, обусловленные:

существенным различием коэффициентов теплопроводности термопары и самого материала (например, при $T = 300$ К теплопроводность

хромель-алюмелевой термопары больше теплопроводности стеклопластиков почти на два порядка);

происходящими в материале при нагреве физико-химическими превращениями (гл. 9).

К основным возможным источникам погрешности при измерении нестационарных температурных полей внутри теплозащитных материалов следует отнести:

неточность градуировочной характеристики термопары;

отклонение характеристики термопары от стандартной (градуировочной) из-за воздействия продуктов разложения теплозащитных материалов при высоких температурах;

некачественное изготовление спая (особенно у высокотемпературных термопар типа вольфрам-вольфрамениевых) и ненадежность теплового контакта термопары с исследуемым материалом;

искажение температурного поля в результате теплоотвода по термоэлектродам и наличия инородного тела (термопары) внутри материала [Л. 11-22];

шунтирование термопары в электропроводящей зоне (характерно для коксующихся теплозащитных материалов) [Л. 11-23].

В настоящее время для измерений в основном используются следующие термопары: вольфрам-вольфрамениевые (ВР5/20, ВР5/20) до 2400—2500 К, платино-платинородиевые (Pt/PtRh) до 1800—1900 К, хромель-алюмелевые (ХА) до 1600—1700 К, хромель-копелевые (ХК) до 1100 К и некоторые другие.

Проведем краткий анализ перечисленных выше погрешностей. Первая группа зависит от метода градуировки и легко определяется по ГОСТ для данного типа термопары. Например, для ХА при $T=1600$ К она составляет 0,7%, а для ВР5/20 при $T=2300$ К — 1%. Вторая обусловливает одноразовое кратковременное использование термопар при наличии разлагающихся материалов. Следующую погрешность обычно сводят к минимуму, используя сварку встык термоэлектродов и применяя специальные способы размещения термопар внутри материала (до или после полимеризации материала). При этом важным является контроль качества заделки и определение координаты расположения термопары с помощью рентгеноскопии.

Последние две группы погрешностей наиболее специфичны для измерений температуры внутри теплозащитных материалов. Искажение температурного поля связано с различием теплофизических свойств теплозащитного материала и термопары, а также большими градиентами температуры по глубине, характерными для условий работы покрытия. Практически при измерении температуры внутри теплозащитных материалов без специально предусмотренных мер величина рассматриваемой погрешности может достигать 15% и более. Для уменьшения этой погрешности обычно используют микротермопары и располагают их в материале так, чтобы часть термопары (l) лежала в изотермической плоскости (рис. 11-13). Не всегда представляется возможным развить дли-

ну l достаточно большой. Поэтому важно знать минимально допустимое значение параметра l/d, где d — диаметр электрода. На основании решения трехмерной задачи теплопроводности с переменными теплофизическими свойствами и экспериментальных исследований, в которых измерялось распределение температуры вдоль термоэлектрода, можно рекомендовать для ХА термопар брать параметр $l/d \geqslant 30$, а для ВР5/20 термопар $l/d \geqslant 50$.

Последняя группа погрешностей характерна для коксующихся материалов, когда материал по достижении некоторого значения температуры $T_{н,п}$ (температуры начала проводимости) становится электропроводным (рис. 11-13). Полностью исключить эту погрешность при $T > 1800$ К, не нарушив истинного распределения температуры внутри тепловой защиты, невозможно, так как при температурах выше 1800—1900 К у всех существующих электроизоляционных покрытий удельное сопротивление значительно уменьшается. В настоящее время считается

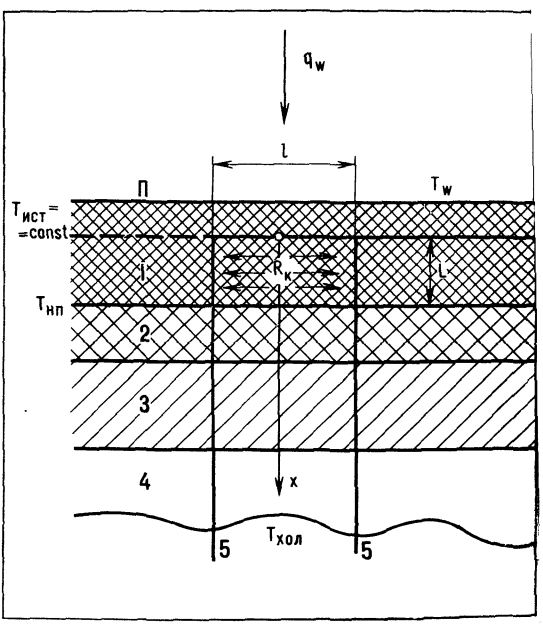


Рис. 11-13. Схема расположения термопары внутри теплозащитного материала.

П — поверхность разрушения; *1* — электропроводящий слой кокса; *2* — прококсованный слой; *3* — прогретый материал; *4* — исходный материал; *5* — термоэлектроды.

предпочтительным использовать в высокотемпературной зоне термопары ВР5/20 без электроизоляционного покрытия. При этом для конкретных условий нагрева их диаметр следует выбирать, исходя из минимума погрешности, связанной с шунтированием электродов и остальными, рассмотренными выше процессами.

Для оценки влияния шунтирования можно рекомендовать расчетно-экспериментальную методику [Л. 11-22], согласно которой погрешность измерения для частного случая $l=0$ определяется выражением

$$\delta T = \Delta T_L (1 - \bar{f}); \tag{11-10}$$

$$\bar{f} = \frac{\text{th}\left(\sqrt{\frac{2AL}{R_к}}\right)}{\sqrt{\frac{2AL}{R_к}}}; \quad A = \rho/S, \tag{11-11}$$

где δT — разность между истинной ($T_{ист}$) и измеренной в сечении $x=0$ температурой (рис. 11-13); ΔT_L — разность между $T_{ист}(x=0)$ и температурой, соответствующей началу проводимости системы электрод — кокс — электрод ($T_{н.п}$); ρ — удельное сопротивление материала термоэлектродов; S — площадь поперечного сечения термоэлектродов; L — толщина электропроводящего слоя кокса; $R_к$ — сопротивление электропроводящего слоя кокса.

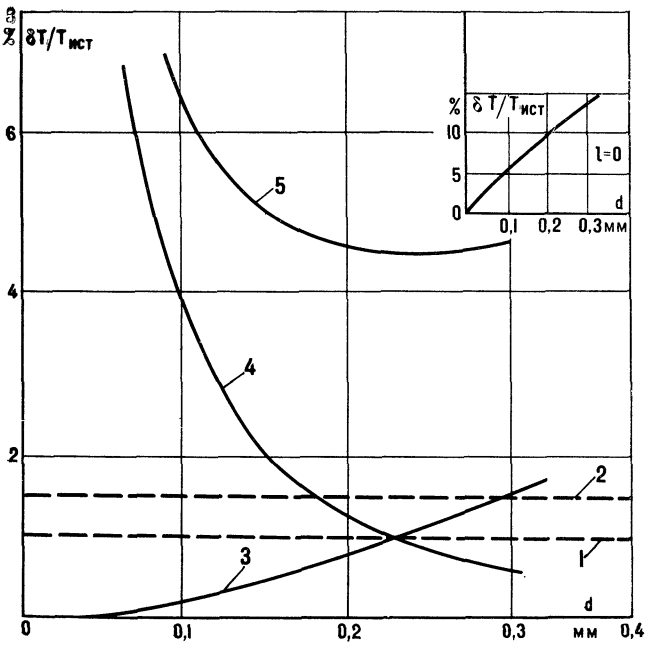


Рис. 11-14. Зависимость погрешности измерения температуры внутри коксующегося теплозащитного материала от диаметра термопары d.

1 — погрешность градуировки термопары; *2* — погрешность тарировки и расшифровки осциллограммы; *3* — погрешность, связанная с искажением температурного поля при введении в материал инородного тела и с оттоком тепла по термоэлектродам; *4* — погрешность шунтирования; *5* — суммарная погрешность измерения.

В предельном случае при $R_к \to 0$ из (11-10) следует, что термопара не может измерить температуру большую, чем $T_{н.п}$.

Экспериментальные исследования показали, что для теплозащитных материалов $R_к$ составляет 2—4 Ом. Температура $T_{н.п}$ зависит от темпа нагрева b и при $b \geqslant 50$ К/с достигает 1600—1800 К.

В случае $l \neq 0$ формула (11-10) несколько усложняется из-за появления добавочного члена, обусловленного наличием изотермического участка термопары.

В качестве примера на рис. 11-14 приведена зависимость погрешностей измерения температуры 2300 К от диаметра термопары (термопара ВР5/20, $l = 15$ мм, $b = 150$ К/с). Там же представлена суммарная погрешность измерения (без учета ошибки определения координаты расположения термопары). Видно, что при использовании термопар ВР5/20 диаметром d меньше 0,1 мм погрешность измерения существенно возрастает. При $d > 0{,}2$ мм увеличивается неопределенность координаты точки измерения ($\sim \pm d/2$), а также увеличивается допустимый шаг между ними (что нежелательно при больших градиентах температур). Следовательно, при исследовании коксующихся материалов целесообразно использовать термопары диаметром 0,1—0,2 мм.

При исследовании материалов типа полиэтилена уменьшение диаметра используемых термопар может быть ограничено их механической прочностью.

В случае изготовления термопар способом напыления следует учитывать возможное изменение термо-э. д. с. при толщине напыленного термоэлектрода, соизмеримой с длиной свободного пробега электрона.

Методы определения теплофизических свойств, использующие суммарные результаты высокотемпературных экспериментов

Этот раздел посвящен методикам исследования теплофизических характеристик теплозащитных материалов при высоких температурах непосредственно в процессе их одностороннего нагрева и разрушения. Необходимость такого подхода была установлена в § 3-6 и 9-1, где было показано, что структура прореагировавшего слоя и теплообмен фильтрующихся продуктов разрушения могут существенно зависеть от темпа нагрева. Естественно, что в таких условиях требуется специальное обоснование возможности применения на практике теплофизических характеристик, измеренных в стационарных условиях на так называемых стабилизированных образцах, которые получаются в результате длительного отжига теплозащитных материалов при максимальной температуре эксперимента.

Теплофизические измерения на стабилизированных образцах ничем не отличаются от соответствующих экспериментов на неразлагающихся материалах и поэтому здесь не будут описываться. Следует отметить,

что результаты измерений на стабилизированных образцах, вероятно, могут быть использованы при расчетах тепловой защиты в том температурном интервале, где отсутствуют реакции термического разложения или гетерогенного взаимодействия, если только структуры материала и образцов подобны друг другу. Этот вопрос пока еще очень слабо изучен.

Преимущество измерений теплофизических свойств непосредственно в процессе нестационарного разрушения в том, что при этом снимается проблема моделирования структуры материала или характера протекания внутренних процессов. Однако возникает целый ряд трудностей методического порядка к числу которых прежде всего относится дискретность получаемых температурных данных. Измеренное поле температур не позволяет получить непрерывный профиль температуры в теле, а соответственно рассчитать величину теплового потока в каждой внутренней точке. Это затрудняет использование простейшего уравнения, связывающего коэффициент теплопроводности материала λ с температурой T, — закона Фурье

$$q = -\lambda (\partial T/\partial y)$$

и требует достаточно сложной математической обработки результатов измерений.

В гл. 3 мы показали справедливость кусочно-постоянной аппроксимации коэффициента теплопроводности.

Введение нескольких ступеней (обычно четырех или пяти, рис. 3-13) кусочно-постоянной аппроксимации $\lambda(T)$ позволяет с удовлетворительной точностью рассчитывать не только глубину прогрева, но и все температурное поле в материале. Это говорит о том, что само по себе температурное поле консервативно по отношению к таким изменениям коэффициента теплопроводности, которые не выходят за ширину одного уровня кусочно-постоянной аппроксимации (в частности, для высокотемпературных теплозащитных материалов эта ширина температурного диапазона соответствует 400—500 К).

Именно эта возможность связать температурное поле внутри теплозащитного материала с одним или несколькими постоянными значениями коэффициента теплопроводности, которые к тому же не будут существенно зависеть от темпа нагрева, позволяет предложить два простых способа теплофизических измерений (рис. 11-15, *а, б*).

Первый из них использует связь времени установления квазистационарного режима разрушения с коэффициентом температуропроводности, рассчитанным по постоянным значениям теплофизических свойств $a = \lambda(T')/(\rho\bar{c})$ (см. гл. 3):

$$\tau_v \approx a/\bar{v}_\infty^2.$$

Проиллюстрируем этот метод на примере кварцевого стекла, измерения коэффициента теплопроводности которого весьма затруднены из-за

высокого уровня температур и его полупрозрачности для излучения Если параметры набегающего газового потока не изменяются со временем, то образец стеклообразного материала вначале прогревается, затем начинает плавиться, испаряться и лишь по прошествии определенного периода времени τ_v устанавливается постоянная скорость уноса массы. Сравнение расчета и эксперимента может производиться как по установившимся значениям скорости уноса массы и температуры поверхности, так и по характеру процесса установления этих параметров.

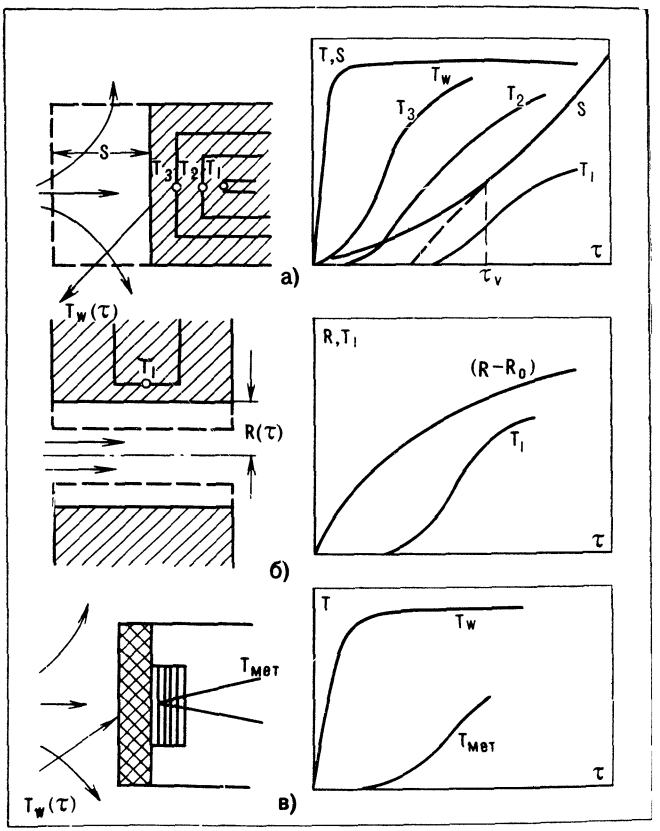


Рис. 11-15. Методы проведения экспериментов и измеряемые параметры нестационарного прогрева и разрушения.

а — измерение времени установления квазистационарного оплавления и температурного поля внутри материала; *б* — автомодельные прогрев и разрушение с использованием втулок; *в* — измерение температуры металлического калориметра.

В частности, наиболее доступно сравнение расчетной и измеренной зависимостей координаты точки торможения модели от времени:

$$S(\tau) - S_0' = \int_0^\tau v_\infty \, d\tau.$$

На рис. 11-16 представлены результаты сравнения расчетных параметров оплавления кварцевого стекла с экспериментальными данными, полученными в [Л. 8-13], а на рис. 11-17 — данные по изменению скорости оплавления во времени. Видно, что для получения удовлетворительного согласования расчетных нестационарных значений координаты передней точки разрушающейся модели с экспериментом пришлось взять в расчетах коэффициент теплопроводности λ', превышающий величину λ_0 при комнатной температуре более чем в 7 раз, $\lambda_0 \approx 1{,}4$ Вт/(м·К). Можно значительно упростить расчетную процедуру, если для оценки коэффициента теплопроводности использовать формулу гл. 3 для времени установления:

$$\tau_v = (\lambda'/\rho c \bar{v}_\infty^2)\, f(m).$$

График функции $f(m)$ приведен на рис. 3-11. Величина m связана с эффективной энтальпией разрушения следующим соотношением:

$$m = 1/\{[I_{эфф}/c\,(T_w - T_0)] - 1\}.$$

Для рассмотренного выше примера $\tau_v \approx 15$ с (рис. 11-17), а $m \approx 0{,}4$ (см. гл. 8). Учитывая высокую температуру разрушающейся поверхности ($T_w \approx 2700$ К), следует признать полученное значение коэффициента теплопроводности $\lambda' = 10{,}4$ Вт(м·К) заниженным относительно уровня,

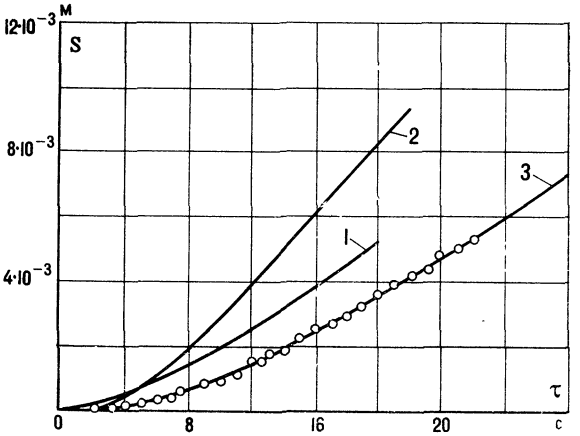


Рис. 11-16. Сравнение расчетной и измеренной зависимости координаты точки торможения модели из кварцевого стекла от времени.

1 — $\lambda = \lambda_0 = 1{,}4$ Вт/(м·К), $\mu = \mu_1$; *2* — $\lambda = \lambda' = 10{,}4$ Вт/(м·К); *3* — $\lambda = \lambda'$; $\mu = \mu_3 = 9{,}8 \exp\left\{\dfrac{\exp\{(1180/T) + 10{,}05\}}{I} - 9{,}5\right\}$, кг·с/м².

вытекающего из моделей эффективной теплопроводности полупрозрачных стеклообразных материалов. Вероятно, это связано со снижением темпа роста коэффициента $\lambda(T)$ по мере приближения к разрушающейся поверхности из-за высвечивания прилегающего к поверхности слоя (радиационного охлаждения).

Полученное указанным методом значение коэффициента теплопроводности кварцевого стекла представляет большой интерес и для анализа композиционных стеклопластиков, поскольку оно, учитывая сильное снижение лучистого переноса тепла в неоднородных средах с большим содержанием газообразных продуктов термического разложения, определяет верхний предел для возможных эффективных значений λ'.

Более подробную информацию о зависимости коэффициента теплопроводности от температуры можно получить, фиксируя температуру тонкого металлического калориметра под слоем теплозащитного материала. Хотя прямые теплофизические измерения позволяют более детально определить зависимость $\lambda(T)$, рассмотренный метод имеет преимущества в широте охватываемого температурного диапазона и простоте проведения эксперимента.

Металлический калориметр, размещенный под теплозащитным покрытием и отделенный от державки модели воздушным зазором или слоем легкой теплоизоляции (рис. 11-15, *в*), играет двойную роль. С одной стороны, он выравнивает и осредняет температурное поле, существенно увеличивая стабильность экспериментальных данных, с другой — обладает большой тепловой инерцией, по сравнению с которой можно пренебречь аккумулирующей способностью клеевого соединения (под аккумулирующей способностью понимается произведение толщины слоя на его плотность и теплоемкость $\delta\rho c$).

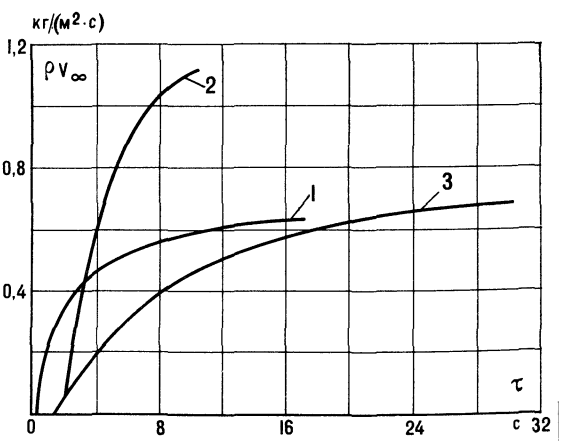


Рис. 11-17. Расчетные зависимости от времени τ скорости уноса массы кварцевого стекла в окрестности точки торможения затупленного тела при различных предположениях относительно теплофизических свойств материала (обозначения те же, что и на рис. 11-16).

Верхний температурный предел применения такой измерительной системы обусловлен адгезионной прочностью клеевого соединения. Как только с ростом температуры между металлическим и теплозащитным слоями появится воздушный зазор, эксперимент должен быть прекращен из-за нарушения монолитности системы.

По температуре металлического калориметра, несмотря на ее малое абсолютное значение, можно судить о величине коэффициента теплопроводности теплозащитного слоя при температурах, в два-три раза превышающих температуру калориметра.

Естественно, достоверность полученной информации намного возрастает, если известны две первые низкотемпературные «ступеньки» кусочно-постоянной аппроксимации коэффициента теплопроводности (рис. 3-13): начальное значение, характеризующее теплопроводность материала до начала термического разложения органических компонент, и конечное, дающее уровень теплопроводности по завершении этого разложения. Важно отметить, что для большинства органических связующих разложение заканчивается раньше, чем начнет проявляться влияние лучистого переноса в порах. Поэтому для определения коэффициента теплопроводности материала после завершения реакции разложения можно использовать соотношения между величиной пористости $П$ и коэффициентом λ.

Таким образом, задача измерения теплофизических свойств и прежде всего коэффициента теплопроводности сведена к сравнению расчетных зависимостей температуры металлического калориметра $T_м(\tau)$ и результатов измерений, причем в расчетах варьируется величина одного или двух уровней кусочно-постоянной аппроксимации $\lambda(T)$ в диапазоне температур выше 1300 К. Заметим, что все остальные исходные параметры расчета, такие как скорость разрушения $v_\infty(\tau)$ или температура разрушающейся поверхности T_w, должны полностью соответствовать экспериментальным данным. Обычно задаются также зависимости плотности и теплоемкости материала от температуры $(\rho c)_\Sigma = f(T)$.

Таким образом, оба представленных выше метода теплофизических измерений позволяют установить величину теплофизических свойств материала при температурах, существенно превышающих верхний предел реакции термического разложения связующего и, что особенно важно, в условиях динамического нагрева с высоким темпом изменения температур. Фактически результаты расчетов позволяют установить такие теплофизические характеристики композиционных материалов, которые применимы в широком интервале внешних параметров и являются своего рода «коэффициентами согласования» различных экспериментов.

Дальнейшим развитием метода тонкого калориметра является определение теплофизических свойств материала по данным измерений температуры внутри разрушающегося теплозащитного покрытия с помощью термопар. Путем выбора зависимости $\lambda_\Sigma(T)$ или задания ее кусочно-постоянной аппроксимации добиваются максимального соответствия расчетной и измеренной температур в каждой внутренней точке покрытия.

Если принять в качестве граничного условия показания термопары T_2, а сравнение проводить по температурам T_1 (рис. 11-15, *а*), то не представляет большого труда найти некое постоянное значение λ_1, справедливое в интервале $(T_2—T_0)$. Повышая затем максимальную темпе-

ратуру диапазона до T_3 и проводя сравнение расчетных и экспериментальных значений T_2 и T_1, находим постоянное значение λ_2, отвечающее интервалу температур T_3—T_2, которое вместе с ранее выбранным λ_1 обеспечит наименьшую погрешность расчета.

Таким образом, на каждом этапе решается задача оптимизации по одному постоянному параметру, тогда как все другие уровни кусочно-постоянной аппроксимации коэффициента теплопроводности либо не требуются совсем, либо уже определены на предыдущих этапах решения. Подробности методики расчета, а также иллюстративные примеры приведены в работе [Л. 3-4].

Особый интерес представляют такие режимы прогрева и разрушения теплозащитных материалов, в которых температурный профиль в теле удается связать с производной от температуры по времени в данной точке. Таких режимов два: автомодельный и квазистационарный. Предпосылкой для их установления служат два общих условия:

все физико-химические превращения внутри материала происходят при постоянных во времени температурах или внутри фиксированных температурных зон;

температура внешней, нагреваемой поверхности не изменяется во времени.

Кроме того, накладываются ограничения и на характер поверхностного разрушения. При квазистационарном режиме прогрева скорость перемещения поверхности должна сохраняться постоянной, тогда как при автомодельном поверхностный унос должен либо отсутствовать совсем, либо его скорость должна быть обратно пропорциональной корню квадратному из времени.

Записав с помощью единственной термопары зависимость температуры от времени $T(\tau)$ при $y=y_1=\text{const}$, нетрудно далее рассчитать все температурное поле $T(y, \tau)$ внутри прогретого слоя, используя следующие простые соотношения:

1. При автомодельном прогреве

$$T = T(\xi), \text{ где } \xi = y/\sqrt{\tau}$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \frac{\partial T}{\partial \xi} = -\left(\frac{2\tau}{y}\right) \frac{\partial T}{\partial \tau}.$$

2. При выполнении условий квазистационарного прогрева и разрушения

$$T = T(\xi), \text{ где } \xi = y - \bar{v}_\infty \tau,$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial \xi} = -\frac{1}{\bar{v}_\infty} \frac{\partial T}{\partial \tau}.$$

С помощью полного уравнения теплопроводности (3-44) теперь нетрудно определить величину коэффициента теплопроводности λ_Σ как функцию измеренной температуры $T(\tau)$. В частности, при квазистационарном разрушении однородного материала имеем (при $\rho c = \text{const}$):

$$\lambda = \frac{\rho c \bar{v}_\infty^2 (T - T_0)}{\partial T / \partial \tau}.$$

11-8. Термогравиметрические методы определения кинетических констант в процессе разложения

Одним из существенных этапов исследования теплозащитных материалов является изучение их термической деструкции в процессе интенсивного нагрева, позволяющее выявить степень прочности межмолекулярных связей, влияние времени, температуры, давления и других параметров на скорость выделения газа, состав продуктов термодеструкции и т. д. Знание кинетики реакций, качественных и количественных характеристик процесса разложения помогает объяснить поведение материалов в условиях воздействия высоких температур и интенсивных тепловых потоков.

Одним из основных методов исследований процесса термического разложения полимерных материалов является термогравиметрический анализ, который начал использоваться еще в начале XX в. Суть анализа состоит в регистрации изменения массы определенной порции материала, подвергающейся нагреву в заданных условиях. Получаемая в термогравиметрическом эксперименте кривая изменения массы образца в зависимости от температуры и (или) времени дает возможность не только оценить термостойкость материала и установить температуру окончания процесса термического разложения, но и определить интенсивность разложения в различных температурных интервалах, а также путем соответствующей математической обработки вычислить эффективные значения кинетических параметров процесса разложения материала теплозащитного покрытия.

Существуют два вида термогравиметрического анализа: динамический и изотермический. При проведении динамического термогравиметрического анализа регистрируется изменение массы исследуемого образца как функции температуры и времени при непрерывном нагревании его с определенной скоростью. Изотермический термогравиметрический анализ предусматривает регистрацию изменения массы образца как функцию времени при постоянной температуре, превышающей температуру термической прочности материала.

Запишем уравнение кинетики разложения полимерного материала в виде

$$R_\tau = -\frac{d\varpi}{d\tau} = -B\varpi^n \exp(-E/RT), \qquad (11\text{-}12)$$

где $w = \frac{m - m_k}{m_0 - m_k}$; m_0 — масса исследуемого образца до нагрева; m_k — масса твердого остатка; m — текущая масса.

Кинетические параметры B, E и n определяют форму кривых изменения массы во времени при термодеструкции и могут быть получены из них в результате соответствующей математической обработки.

Как уже отмечалось ранее (гл. 6), процесс термодеструкции часто складывается из нескольких реакций. При этом термогравиметрические кривые могут иметь сложный вид, в результате кинетический анализ таких кривых будет затруднен или даже невозможен. В этом случае приходят на помощь данные, полученные с помощью других методов анализа, таких как дифференциально-термический, хроматографический, масс-спектрометрический, инфракрасный, рентгеноскопический и т. д.

При проведении термогравиметрического анализа следует иметь в виду, что уравнение (11-12) можно использовать только при условии, что теплопроводность и диффузия не лимитируют процесс термодеструкции. Этого можно достигнуть, применяя очень маленькие навески в виде тонких слоев измельченного материала, которые быстро и равномерно прогреваются.

Диффузия образующихся внутри образца летучих продуктов имеет большое значение еще потому, что при их замедленном удалении из зоны пиролиза могут иметь место вторичные реакции летучих продуктов с исходным веществом и твердым остатком, а также реакции в газовой фазе, что может сильно затруднить расшифровку полученных термограмм.

В связи с этим обычно рекомендуется проводить эксперименты по термической деструкции полимеров в вакууме или в атмосфере инертного газа.

Все методы определения кинетических параметров можно разделить на две большие группы. К первой относятся дифференциальные методы, при выводе которых проводится логарифмирование дифференциального уравнения (11-12). Скорость реакции определяется при этом посредством графического или численного дифференцирования кривых термогравиметрического анализа. Методы второй группы основаны на интегрировании уравнения (11-12) при тех или иных упрощающих предположениях и допущениях и требуют либо обработки полученных данных по методу проб и ошибок, либо проведения нескольких опытов с различными скоростями нагрева.

Одним из основных вопросов, возникающих при постановке термогравиметрического эксперимента, является выбор оптимальных размеров исследуемого образца материала. Очевидно, что для достижения равномерного и быстрого прогрева и обеспечения возможности раздельной регистрации близких по температуре реакций желательно было бы брать образцы как можно меньших размеров. Однако при использовании слишком малых навесок возрастает относительная погрешность взвешивания.

С другой стороны, нежелательно брать для термогравиметрических испытаний и слишком большие образцы. При их нагревании возможно наложение потерь массы за счет физико-химических превращений и изменения массы при вторичных реакциях газообразных продуктов разложения с твердым остатком в процессе их диффузии к поверхности образца. Это чрезвычайно затрудняет правильную расшифровку полученных термограмм и приводит к неправильному определению кинетических параметров процесса термодеструкции.

Для выяснения влияния скорости нагрева материала на механизм его разрушения эксперименты на термовесах проводятся при различных скоростях нагрева. Нагрев испытываемых образцов осуществляется обычно от комнатной температуры до температуры, соответствующей завершению процесса термодеструкции. Эта температура отмечает установление так называемого стабилизированного состояния, когда прекращаются все физико-химические превращения в образце данного материала, или масса его остается неизменной при последующем нагреве в некотором интервале температур. Для большинства полимерных материалов температура стабилизации менее 1000 К.

Известно, что в реальных условиях теплозащитные материалы подвергаются воздействию тепловых потоков большой интенсивности, при этом скорости физико-химических процессов, происходящих в материале, могут существенно отличаться от скоростей процесса, регистрируемых в термогравиметрическом эксперименте. Проведение экспериментов с одним и тем же материалом при различных скоростях нагрева позволяет установить закономерности изменения температуры, интенсивности, а также эффективных кинетических параметров процесса термодеструкции этого материала с изменением скорости нагрева и, следовательно, прогнозировать его поведение в условиях гораздо больших тепловых нагрузок.

Во всех известных методах определения эффективных кинетических параметров термодеструкции на основе термогравиметрических экспериментов постоянство скорости увеличения температуры образца является обязательным требованием. При линейном изменении температуры внутреннего пространства камеры нагрева температура исследуемого образца в целом также изменяется по линейному закону. Поэтому в расчетах удобно использовать значения температуры, полученные в результате аппроксимации экспериментальной температурной кривой (с помощью метода наименьших квадратов) прямой линией. Такая обработка позволяет с максимальной точностью определить скорость нагрева и значительно уменьшить разброс точек на вспомогательных графиках при определении кинетических параметров.

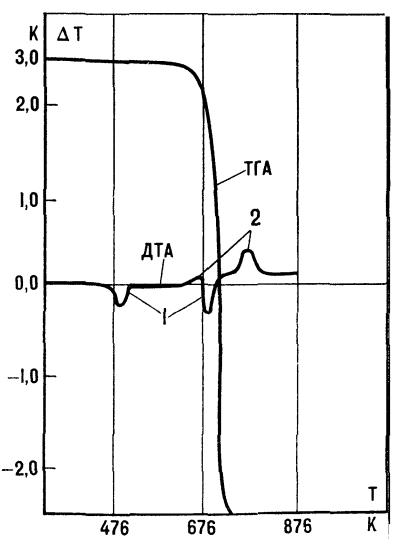
Экспериментальные данные, полученные интегральными и дифференциальными методами, показывают, что при деструкции, например, политетрафторэтилена энергия активации изменяется от 286 до 350 кДж/моль, а порядок реакции — от 0,6 до 1,7.

Методы исследования структуры, состава и тепловых эффектов при термическом разложении композиционных материалов

Для изучения тепловых эффектов при термодеструкции теплозащитных материалов находит широкое применение метод дифференциального термического анализа. Как в случае термогравиметрического анализа, при дифференциальном термическом анализе образцы теплозащитных материалов нагревают с заданной скоростью до соответствующей температуры разложения и выше ее. При дифференциальном термическом анализе полученные данные представляют в виде кривых, на которых указаны приращения температуры, соответствующие выделению или поглощению энергии данным материалом. Одной лишь дифференциально-термической кривой недостаточно, так как она не позволяет определить при обнаружении самых незначительных тепловых эффектов абсолютные температуры протекания этих процессов. Поэтому ее всегда комбинируют с термогравиметрической и получают таким образом одновременно две записи: термогравиметрическую для определения температур тех или иных эффектов и дифференциальную для фиксации даже небольших тепловых эффектов.

Рис. 11-18. Сравнение данных ДТА и ТГА при одинаковом темпе нагрева (180 К/ч) полихлортрифторэтилена в сухом азоте.

1 — впадина, связанная с эндотермическими эффектами; *2* — пик, обусловленный экзотермическими превращениями.



Дифференциальный термический анализ производится следующим образом. Образец теплозащитного материала и эталонный инертный материал, например окись алюминия, помещают в печь рядом друг с другом и измеряют возникающие различия в их температурах при повышении температуры в печи с постоянной скоростью. Если при нагреве в исследуемом материале реакции не протекают, то разность температур между эталоном и образцом равна нулю и температурная кривая представляет собой горизонтальную линию с нулевой ординатой. При наличии в образце эндотермических реакций его температура становится меньше температуры инертного эталонного материала и на кривой появляется впадина (рис. 11-18). В случае же экзотермического процесса образец становится горячее эталонного материала и на кривой виден пик *2*.

На рис. 11-18 представлены кривые, полученные в результате термогравиметрического и дифференциально-термического анализов для полихлортрифторэтилена, нагреваемого в сухом азоте со скоростью

180 К/ч. Кривая, полученная из термогравиметрического анализа, идет горизонтально от 275,5 К и начинает круто падать вниз при 626 К. На кривой дифференциально-термического анализа видны пики, обусловленные эндотермическими реакциями при 476 и 676 К и экзотермическими реакциями при 626 и свыше 700 К.

Данные, получаемые в результате термогравиметрического и дифференциального термического анализов, сильно зависят от особенностей эксперимента, причем в большей степени это относится к дифференциально-термическому анализу. Например, физическая форма образца (монолит или порошок) может значительно повлиять на результаты дифференциально-термического анализа. Кроме того, количественные результаты, получаемые в результате измерения площадей под пиками или впадинами, могут иметь погрешность вследствие смещений нулевой базисной линии. Данные термогравиметрического анализа значительно менее подвержены влиянию этих обстоятельств, однако на них могут сильно влиять другие факторы, как, например, темп нагрева, рабочая атмосфера и конструкция деталей оборудования.

Обугленный слой представляет собой капиллярнопористую систему, скелет которой образуют армирующие волокна и твердый остаток разложения связующего. Для расчета толщины прогретого слоя помимо толщины обугленного слоя необходимо знать характер изменения плотности (пористости) в нем, вид капилляров и размеры пор. От размеров капилляров будет зависеть режим истечения газообразных продуктов деструкции и наличие температурного равновесия между ними и твердой основой. Анализ пористости слоя кокса сводится к получению кривой распределения пор по размерам (радиусу). Эта характеристика наиболее существенна для исследования вопросов тепло- и массообмена в обугленном слое.

Известен ряд методов для нахождения распределения пор по их размерам. В случае пористых систем с размером пор от десятков микрон и ниже наиболее подходящим является метод вдавливания (нагнетания) ртути.

При обычных условиях ртуть не проникает в поры погруженного в нее образца, так как она является не смачивающей твердое тело жидкостью. При увеличении давления ртуть входит в поры. Объем вдавленной ртути будет равен объему пор. Между радиусом пор r и давлением p, которое требуется для проникновения ртути в поры, существует известное соотношение:

$$p = -\frac{2\sigma \cos \theta}{r}.$$

Коэффициент поверхностного натяжения ртути на границе с воздухом (при $t=20°$ С) $\sigma=472$ дин/см, а краевой угол при контакте с углеродом $\theta=142°$. Приведенное уравнение предполагает, что поры являются цилиндрическими. На самом деле обугленный слой представляет беспорядочную пористую систему, распределение пор в которой определяет

структура наполнителя. Поэтому определяемый в эксперименте радиус пор дает некое эффективное значение. На рис. 11-19 показана интегральная кривая распределения пористости по радиусу для типичного коксующего теплозащитного материала. Максимальная пористость равная 34%, получается суммированием объема всех пор, радиус которых лежит в пределах от минимального до максимально измеренного. Пористость кокса зависит от структуры наполнителя, процентного содержания связующего, химических процессов в материале.

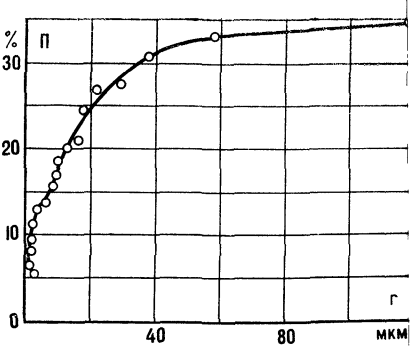
Для изучения химического состава обугленного слоя, что является очень важным для установления механизма разрушения, часто используется элементарный химический анализ на содержание C, H, O. Определение углерода и водорода производится сжиганием до двуокиси углерода CO_2 и паров воды H_2O с последующим определением концентраций этих соединений.

С помощью полученных данных можно рассчитать процентное содержание углерода, водорода и кислорода в обугленном слое материала. Обнаружено, что в слое кокса, состоящего из твердого остатка фенольной смолы и наполнителя и образовавшегося при термодеструкции в струе нагретого газа, углерода содержится несколько больше, чем в коксе, полученном при прогреве образца в печи.

Для анализа состояния вещества в прогретом слое материала можно использовать рентгенографический анализ. С помощью этого метода можно провести идентификацию веществ на основе рентгенограмм различных кристаллических фаз, присутствующих в исследуемом материале. В основе рентгенографического метода исследования лежит дифракция рентгеновских лучей на кристаллических решетках различных веществ. Преимущество этого метода перед другими состоит в том, что для исследования достаточно очень малого количества материала, который к тому же не разрушается в процессе анализа.

Для тех же целей используется и метод инфракрасной спектроскопии, основанный на различной способности веществ поглощать свет в узком интервале длин волн инфракрасной области спектра.

Рис. 11-19. Интегральная кривая распределения пористости по радиусу в прококсованном слое теплозащитного материала



Для анализа газообразных продуктов разложения связующих в теплозащитных материалах используют метод газовой хроматографии, основанной на физико-химическом способе разделения компонент смеси газа при движении ее вдоль слоя сорбента. Этот метод заключается в многократном повторении элементарных актов сорбции и десорбции

ПРИЛОЖЕНИЯ

Для удобства читателей приложения начинаются с основных обозначений, принятых в книге (прилож. I), а также приводятся коэффициенты перевода единиц измерения из различных систем в систему СИ (прилож. II).

Далее представлены результаты экспериментальных исследований различных теплофизических параметров теплозащитных и высокотемпературных материалов, которые должны помочь читателям при проведении количественных расчетов по формулам, полученным в предыдущих главах книги (прилож. III).

Графическое представление зависимостей позволяет выявить общую тенденцию изменения важнейших теплофизических свойств с температурой, пористостью и т. д., что весьма полезно в тех случаях, когда приходится прибегать к экстраполяции (прилож. IV). Все единицы измерения представлены в системе СИ.

Наиболее известными в отечественной литературе справочными пособиями по теплофизическим свойствам являются работы [Л. П-1—П-5]. Кроме них, при подборе материалов для приложения использован ряд монографий и журнальных статей, перечисленных в списке литературы.

Необходимо обратить внимание на значительный разброс и даже определенную противоречивость имеющихся в литературе экспериментальных данных, особенно по влиянию пористости на коэффициент теплопроводности. Поэтому следует с большой осторожностью относиться к использованию аналогии между родственными материалами, поскольку зачастую влияние примесей или технологии изготовления оказывается существенно различным.

В заключение приводится алфавитный список часто употребляемых в книге терминов.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Основные величины

a — скорость звука, коэффициент аккомодации, коэффициент температуропроводности;
Bi — критерий Био;
$B_\lambda(T)$ — спектральная интенсивность излучения твердой поверхности;
c — удельная теплоемкость;
c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме;
c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении;
c_i — массовая концентрация i-й компоненты;
D_{12} — коэффициент диффузии бинарной смеси;
D — диаметр выходного сечения сопла;
d — диаметр модели, частицы;
Da — число Дамкёлера;
E — энергия активации;
F_x — касательная составляющая инерционных сил;
Fo — число Фурье;
G — скорость уноса массы, расход охладителя;
$\overline{G}=G/(\alpha/c_p)_0$ — безразмерная скорость уноса массы;
ΔH — тепловой эффект реакции;
h — относительная доля газообразных продуктов разрушения внутри материала;
I — энтальпия;
I_0' — энтальпия торможения потока;
I^0 — теплота образования компоненты;
$I_\lambda(T)$ — спектральная интенсивность излучения газа;
$I_{эфф}$ — эффективная энтальпия разрушения;
j — диффузионный поток массы;
K — коксовое число, коэффициент ослабления;
K_a, K_s — соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния;
k — показатель адиабаты, постоянная Больцмана;
K_p — константа равновесия;
L — характерный размер;
Le — число Льюиса;
M — молекулярная масса;
m — масса, безразмерный параметр тепловой эффективности;
M — число Маха;

n — нормаль к поверхности, показатель преломления;

Nu — число Нуссельта;

p — давление;

p_e — давление на внешней границе пограничного слоя;

p_i — парциальное давление i-й компоненты;

$p^{\text{н}}(T_w)$ — давление насыщенного пара при температуре T_w;

Pr — число Прандтля;

Π — пористость;

ΔQ — теплота физико-химического превращения;

q_0 — конвективный тепловой поток на нереагирующей и непроницаемой поверхности;

q_R — радиационный тепловой поток;

q_w — конвективный тепловой поток с учетом влияния вдува;

R — газовая постоянная, радиус кривизны тела в окрестности точки торможения;

$r(x)$ — расстояние от оси осесимметричного тела до рассматриваемой точки;

Re — число Рейнольдса;

$S(\tau)$ — толщина унесенного слоя;

Sc — число Шмидта;

St — число Стентона;

T — абсолютная температура;

t — безразмерное время;

u_e — скорость потока;

u — продольная составляющая скорости;

V_∞ — скорость полета;

V_i — скорость диффузии i-й компоненты;

v_∞ — линейная скорость перемещения поверхности;

$\overline{v}_\infty$ — квазистационарная линейная скорость уноса массы;

v — нормальная составляющая скорости;

w_i — скорость химической реакции;

X_i — мольная концентрация i-й компоненты;

Z — безразмерная координата (гл. 3);

α, α/c_p — коэффициент теплообмена;

α_V — коэффициент внутреннего теплообмена в пористой среде;

β — коэффициент массообмена, градиент скорости;

Γ — параметр газификации;

γ — коэффициент вдува;

Δ — толщина сжатого слоя газа;

δ — толщина пограничного слоя;

δ_R, δ_T — средняя длина свободного пробега излучения, глубина прогрева;

ε — степень черноты;

$\Delta\varepsilon$ — степень приближения к стационарным параметрам разрушения;

ξ, η — автомодельные координаты;

σ_{ij} — сечение столкновения при взаимодействии i-й и j-й молекул;

θ — безразмерная температура;

$\varkappa$ — критерий Тихонова;

λ — коэффициент теплопроводности, длина волны излучения;

μ — динамический коэффициент вязкости, безразмерная скорость оплавления (гл. 3);

ρ — плотность;

σ — постоянная Стефана—Больцмана;

τ, τ_w — время, касательное напряжение;

τ_V, τ_δ, τ_T, τ_ξ — времена установления квазистационарного режима разрушения, постоянной глубины прогрева, температуры поверхности, равной температуре разрушения, и автомодельного режима прогрева соответственно;

φ_i — массовое содержание i-й компоненты.

Подстрочные индексы

0 — непроницаемая поверхность; непрогретый материал;

∞ — невозмущенный поток;

e — внешняя граница пограничного слоя;

вд — вдув;

С — кокс;

S — твердая фаза;

g — газ;

р — разрушение;

w — условия на поверхности;

$\overline{(\ )}$ — квазистационарные условия;

R — параметры лучистого переноса;

T — зона прогрева, тепловой пограничный слой;

$*$ — зона физико-химических превращений;

экв — эквивалентный;

эфф — эффективные свойства;

Σ — суммарный;

ст — стационарный;

пл — плавление;

см — смола;

з — зерно;

мет, м — металлический подслой.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Таблица П-II-1. **Перевод величин из британской системы единиц в систему СИ**

Параметр	Британская система единиц	Техническая система и система СИ
Длина	1 *yd* (ярд)=3 *ft*(фут)=36*in* (дюйм)	0,914 м
	1 *ft*	0,304 м
	1 *in*	0,0254 м
Площадь	1 ft^2	0,093 $м^2$
Объем	1 ft^3	0,028 $м^3$
Масса	1 *lb*	0,454 кг
	1 *oz*	28,4 г
Плотность	1 lb/ft^3	16,02 $кг/м^3$
Давление	1 lb/ft^2	4,88 $кг/м^2$=48 Па
	1 lb/in^2 (*psi*)	0,07 $кг/см^2$=6,9·10^3 Па
Коэффициент вязкости	$lb \cdot sec/ft^2$	478,8 пз=47,9 Пас= =4,88 (кг·с)/$м^2$
Температура	$t°\ F$	[0,556 $t°F$+17,8], °C
	$t°\ R$	[0,556 $t°R$], K
Количество тепла	1 BTU (британская тепловая единица)	0,252 ккал=1,05 кДж
Тепловой поток	1 BTU/($ft^2 \cdot h$)	2,71 ккал/($м^2$·ч) = =11,3 кДж/($м^2$·ч)
	1 BTU/($ft^2 \cdot sec$)	2,71 ккал/($м^2$·с)=11,3 $кВт/м^2$
Коэффициент теплопроводности	BTU*in*/($ft^2 \cdot h \cdot °F$)	1,4·10^{-4} кВт/(м·град)
	BTU/($ft \cdot h \cdot °F$)	1,7·10^{-3} кВт/(м·град)

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Таблица П-III-1. **Основные свойства тугоплавких материалов**

Химическая формула	Температура плавления, К	Плотность, г/см³	Молекулярная масса	Удельное электросопротивление, Ом·м/мм²	Теплопроводность при 300 К, Вт/(м·К)	Теплоемкость, кДж/(кг·град)	Коэффициент термического расширения (×10⁶), 1/К	Температура начала окисления в воздухе, К
W	3670	19,35	184	5,03	168,7	0,134	5,18	1000
WC	3100	15,6	196	19,2	29,3	0,184	5,84	800—1100
Ti	2000	4,5	48	—	15,1	0,528	8,44	—
TiC	3400	4,90	60	52,5	24,2	0,561	7,44	1400—1500
TiN	3500	5,2	62	25,0	53,5	0,435	9,35	1300—1500
TiB_2	3250	4,45	70	14,4	67,5	0,63	8,1	1400—1600
Ta	3290	16,6	181	—	73,4	0,141	6,57	—
TaC	4100	14,50	193	42,1	22,1	0,188	8,3	1200—1300
TaN	3320	13,8	195	—	23,3	0,21	3,6	—
TaB_2	3400	11,7	203	—	30,2	—	5,12	—
Si	1750	2,3	28	—	23,5	—	—	—
SiC	2900	3,2	40	$5 \cdot 10^7$	8,3	—	—	1500—1700
Nb	2720	8,57	93	17,1	34,0	0,301	5,9	—
NbC	4030	7,56	105	51,1	14,4	0,356	6,5	1200—1300
NbN	2600	8,4	107	—	10,5	0,4	10,1	—
NbB_2	3300	6,0	115	34	46,6	—	8,0	1100—1200
Mo	2900	10,2	96	—	137,2	0,264	5,1	—
Mo_2C	2700	9,18	204	—	6,7	—	7,8	—
BN	3300	2,3	25	—	32	0,49	—	—
Mo_2B_5	2400	8,6	247	—	74,4	0,3	—	—
$MoSi_2$	2310	6,3	152	—	81,4	0,39	5,1	—
Графит П-0,25	5000	1,7	12	—	130	0,71	1,6—3,4	1200
Пирографит	5000	2,2	12	—	1,9	0,96	0,05—0,09	1500
SiO_2	2300	2,2	60	—	1,4	0,89	—	—
ZrC	3800	6,9	103	50	20,5	—	6,7	1300—150

Таблица П-III-2. **Основные свойства полимерных материалов** [Л. П-20]

Свойства	Полиэтилен	Полипропилен	Полистирол	Полиформальдегид	Полиакрилаты*	Полиамид-капрон	Фторопласт*
Плотность, г/см³	0,94	0,91	1,05	1,42	1,2	1,5	2,2—2,4
Теплостойкость по Мартенсу, °С	110	140	80	110	90	55	250
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,3	—	0,1	—	0,2	0,25	0,25
Теплоемкость, Дж/(г·К)	2,5	1,9	1,3	1,5	1,7	1,9	1,0
Горючесть	Слабая		Горит			Слабая	Не горит
Температура переработки	200	250	200	215	180	200	350

Свойства	Связующее фенолформальдегидное				Эпоксидная смола	Силиконовая смола
	Наполнитель					
	Нет	Хлопок	Асбест	Стекло		
Плотность, г/см³	1,25	1,4	1,6	1,7	1,2	1,6
Теплостойкость по Мартенсу, °С	110	140	250	280	140	360
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,2	0,23	0,4	—	0,17	0,17
Теплоемкость, Дж/(г·К)	1,7	1,35	1,15	1,35	—	1,15
Горючесть	Горит		Не горит		Горит	Не горит
Температура отвердения, °С	170	—	150—180	—	20—210	180

* Полиакрилаты называют также плексигласом, фторопласт — тефлоном.

Таблица П-III-3. **Температуры образования жидких эвтектик (°С) для различных комбинаций окислов** [Л. П-19]

Окислы	Al_2O_3	BeO	MgO	SiO_2	ZrO_2
Al_2O_3	2050	1900	1930	1545	1700
BeO	1900	2530	1800	1670	2000
MgO	1930	1800	2800	1540	1500
SiO_2	1545	1670	1540	1710	1675
TiO_2	1720	1700	1600	1540	1750
ZrO_2	1700	2000	1500	1675	2700

Таблица П-III-4. **Температура начала реакций различных комбинаций тугоплавки веществ в вакууме (°С)** [Л. П-19]

Вещество	W	Mo	C	Al_2O_3	BeO	MgO	SiO_2	ZrO_2
W	—	2300	1500	2000	2100	2000	1600	2100
Mo	2300	—	1600	2000	1900	1800	1500	2150
C	1500	1600	—	1800	2300	1800	1400	1800

Таблица П-III-5. **Теплофизические характеристики стеклопластиков на основе термообработанной кремнеземной ткани** [Л. П-13]

Связующее	Температура обработки ткани, К	Плотность, кг/м³	Пористость $П$, %	Коэффициент теплопроводности при 20°С, Вт/(м·К)	Теплоемкость при 20°С, кДж/(кг·К)
Фенольное (ФН)	Без термообработки	1430	—	0,25	1,05
	600	1500	24	0,24	1,0
	900	1480	20	0,27	1,05
Кремнийорганическое (К-4)	600	1520	22	0,24	0,9
	900	1500	17	0,26	0,88
Эпоксидное (ЭД1-10)	900	1630	6	0,37	1,10

Теплофизические и кинетические параметры прогрева и разрушения стеклопластика на фенольном связующем [Л. П-15]

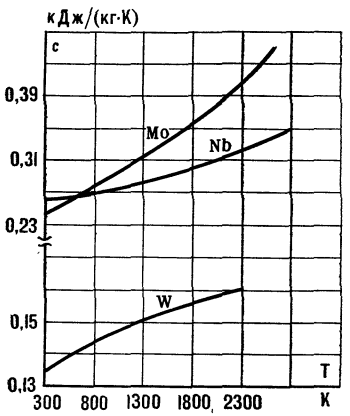
Теплоемкость газообразных продуктов разложения связующего c_g, кДж/(кг·К)	3,1
Теплоемкость расплавленного слоя c_L, кДж/(кг·К)	1,0
Плотность расплавленного слоя ρ_L, кг/м³	2250
Коэффициент теплопроводности расплавленного слоя λ_L, Вт/(м·К)	2,9
Вязкость расплавленного слоя μ_L, Н·с/м²	0,1 exp [(3800/T, К)— —17]
Парциальное давление паров (равновесное) p_V, Па	10^5 exp [— (57 800/T, К)+18,48]
Тепловой эффект реакции взаимодействия углерода с двуокисью кремния (на 1 кг конечных продуктов) ΔH_R, кДж/кг	5850
Тепловой эффект испарения стекла $\Delta H_{исп}$, кДж/кг	10 200
Тепловой эффект пиролиза связки ΔH^* (на 1 кг газообразных продуктов), кДж/кг	1030
Энергия активации E/R, К	46 000
Предэкспонентный множитель B, кг/(с·м²)	$1{,}25 \cdot 10^8$

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Рис. П-IV-1. Зависимость от температуры теплоемкости тугоплавких металлов [Л. П-14].

Рис. П-IV-2. Изменение с температурой коэффициента теплопроводности тугоплавких металлов при теоретическом значениии плотности (кг/м³).

W=19 300; Mo=10 200; Nb=8580 [Л. П-14].



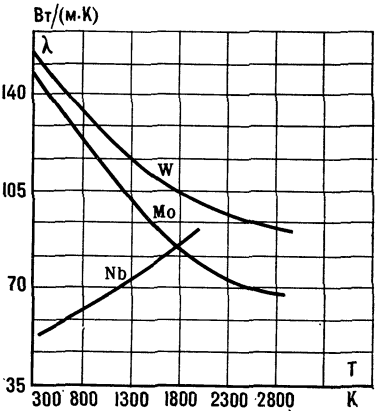
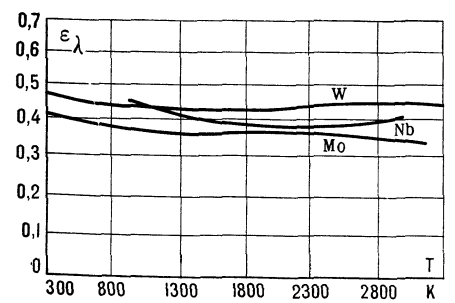
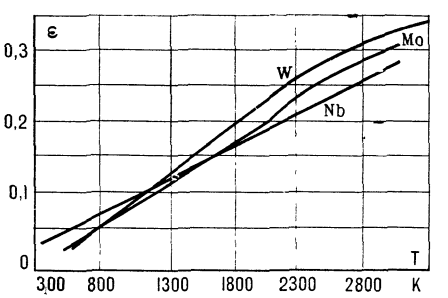


Рис. П-IV-3. Зависимость от температуры спектральной степени черноты (при λ=0,665 мкм) тугоплавких материалов [Л. П-14].

Рис. П-IV-4. Изменение с температурой интегральной нормальной степени черноты тугоплавких металлов [Л. П-14].





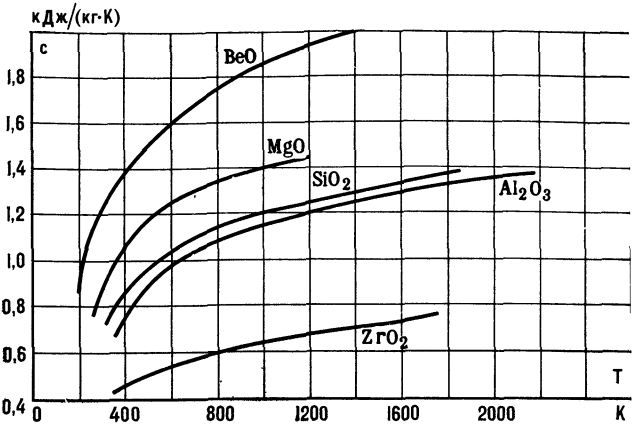


Рис. П-IV-5. Характер изменения с температурой величины удельной теплоемкости некоторых наиболее распространенных тугоплавких окислов (по данным работы [Л. П-17]).

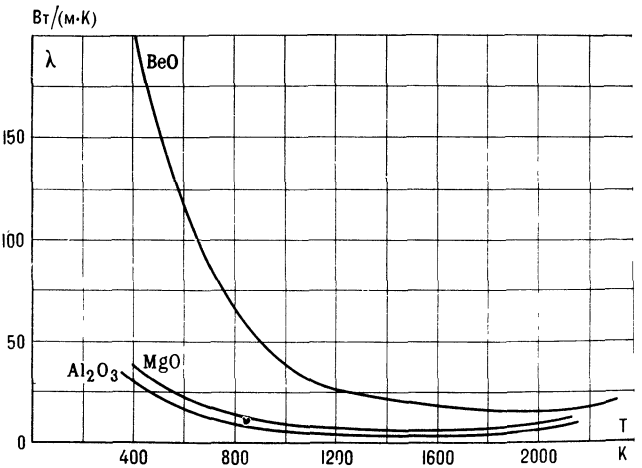


Рис. П-IV-6. Изменение с температурой коэффициента теплопроводности тугоплавких окислов при теоретическом значении плотности (кг/м³).

BeO=3030; Al_2O_3=3970; MgO==3580 [Л. П-17].

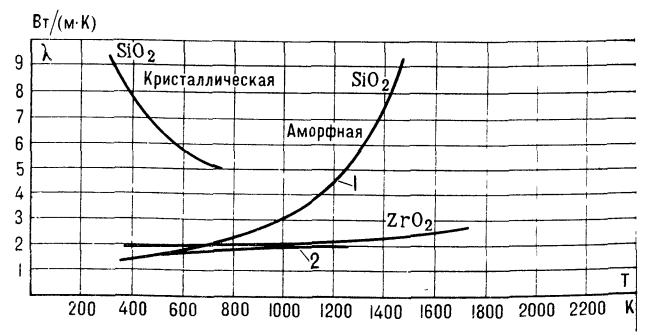


Рис. П-IV-7. Изменение с температурой коэффициента теплопроводности тугоплавких окислов при теоретическом значении плотности (кг/м³).

SiO_2=2200, ZrO_2=6100 [Л. 8-12, П-17]; *1* — суммарное значение; *2* — за вычетом лучистой составляющей.

Рис. П-IV-8. Зависимость коэффициента теплопроводности окиси магния от пористости $П$ при различных температурах [Л. П-17].
а — T=1700 К; *б* — 1300 К; *в* — 900 К; *г* — 500 К.

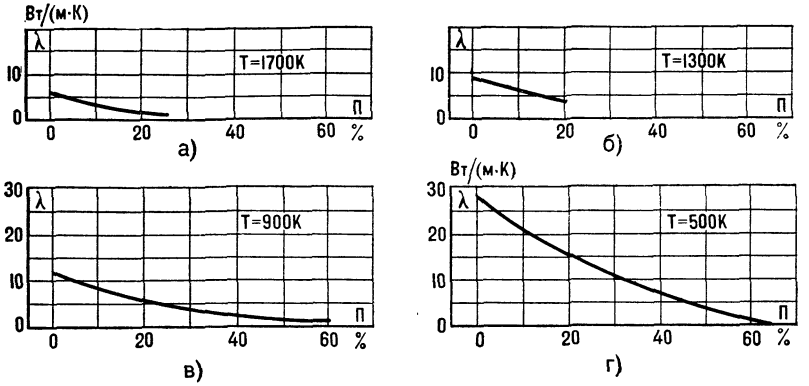
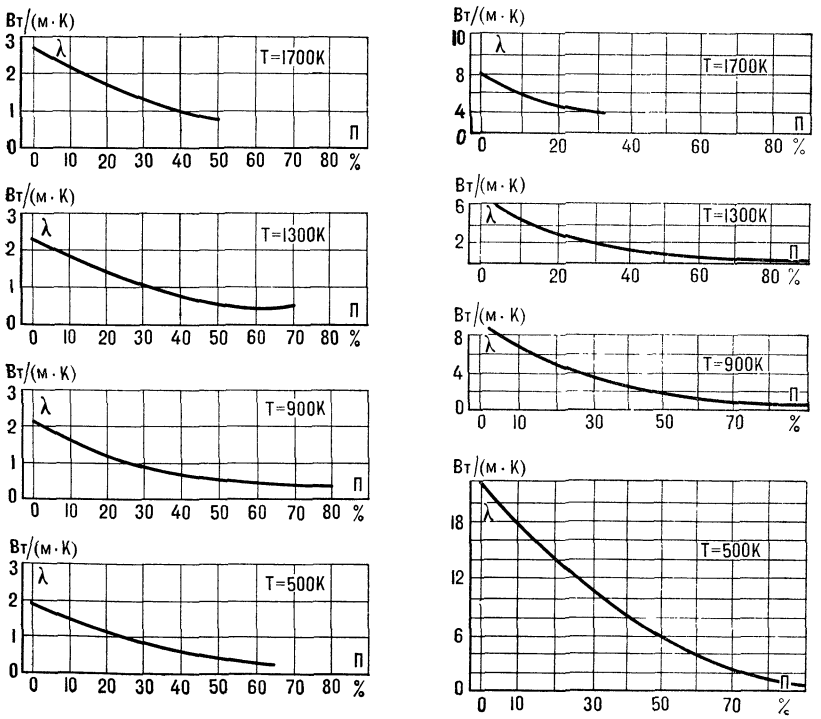


Рис. П-IV-9. Зависимость коэффициента теплопроводности окиси циркония от пористости $П$ при различных температурах [Л. П-17].

Рис. П-IV-10. Зависимость коэффициента теплопроводности окиси алюминия от пористости $П$ при различных температурах [Л. П-17].



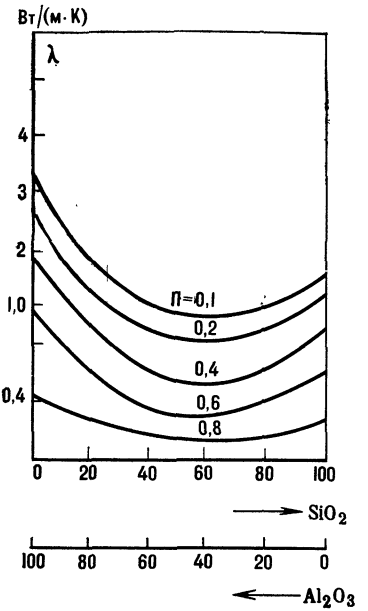


Рис. П-IV-11. Зависимость теплопроводности смеси SiO_2 и Al_2O_3 от пористости $П$ и состава (при T=800 К) [Л. П-13].

Рис. П-IV-12. Зависимость от температуры коэффициента теплопроводности дисперсных графитовых материалов — графитовой крупки с плотностью 800–1000 кг/м³ и графитового войлока с плотностью 40–120 кг/м³ [Л. П-18].

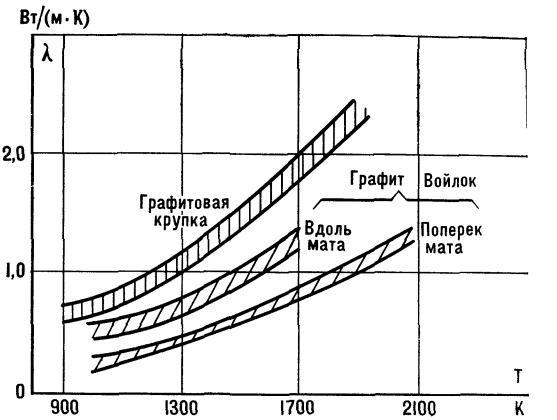
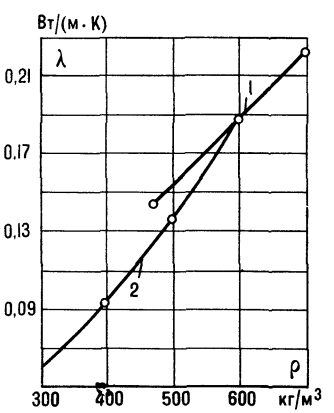


Рис. П-IV-13. Зависимость теплопроводности асбеста от плотности ρ [Л. П-4].

(*1* и *2* — различные технологии изготовления).

Рис. П-IV-14. Зависимость теплопроводности стекловаты от плотности ρ и диаметра волокна $d_{волокна}$ [Л. П-15].



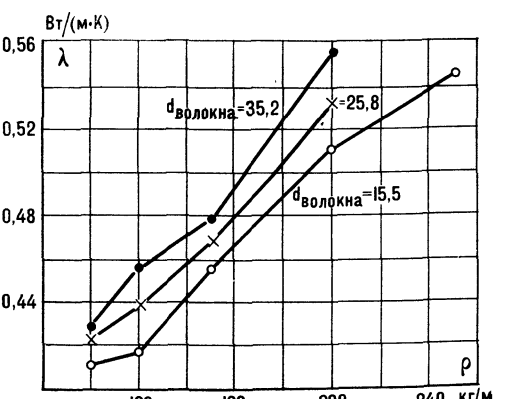
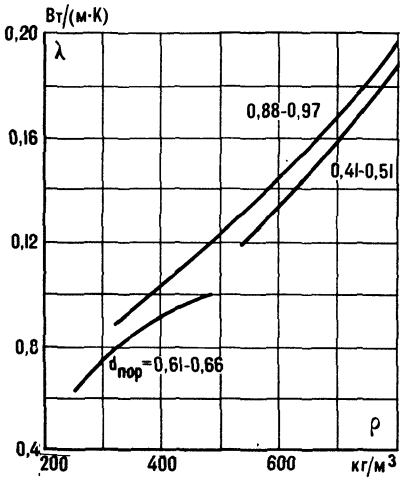


Рис. П-IV-15. Зависимость теплопроводности пенобетона от плотности ρ и диаметра пор $d_п$ [Л. П-3].

Рис. П-IV-16. Зависимость от температуры коэффициента теплопроводности политетрафторэтилена (ФТ-4) при различных плотностях ρ (кг/м³) или степенях кристалличности K [Л. П-13].

1 — ρ=2300, K=100%; *2* — ρ=2250, K=83%; *3* — ρ=2200, K=66%; *4* — ρ=2180, K=60%; *5* — ρ=2140, K=46%; *6* — ρ=2100, K=33%; *7* — ρ=2050, K=16%; *8* — ρ=2000, K=0.



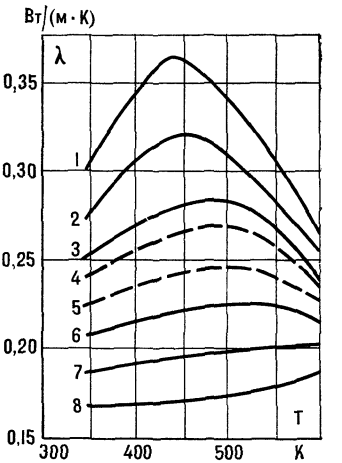
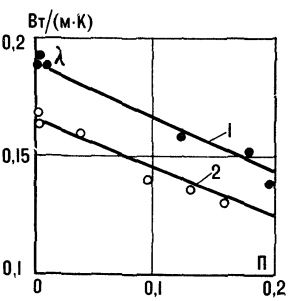


Рис. IV-17. Влияние пористости на теплопроводность эпоксидной (*1*) и полиэфирной смол (*2*) [Л. П-12].

Рис. П-IV-18. Зависимость коэффициента теплопроводности стеклотекстолита на эпоксидной смоле от пористости $П$ и массового содержания стекла φ.

1 — φ=0,7; *2* — φ=0,6 [Л. П-12].



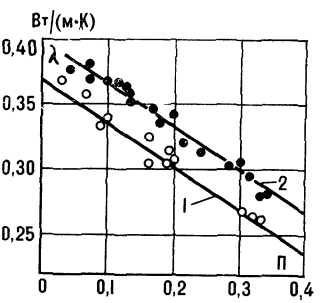


Рис. П-IV-19. Зависимость от температуры плотности различных стеклопластиков в зоне разложения органического связующего при различных темпах нагрева]Л. 3-6i

а — стеклопластик АГ-4С; *1* — $b \to 0$; *2* — $b=3$; *3* — $b=10$ К/с; *б* — стеклопластик СП-3Э; *1* — $b=7$; *2* — $b=1$; *3* — $b=0{,}4$; *4* — $b \to 0$ К/с.

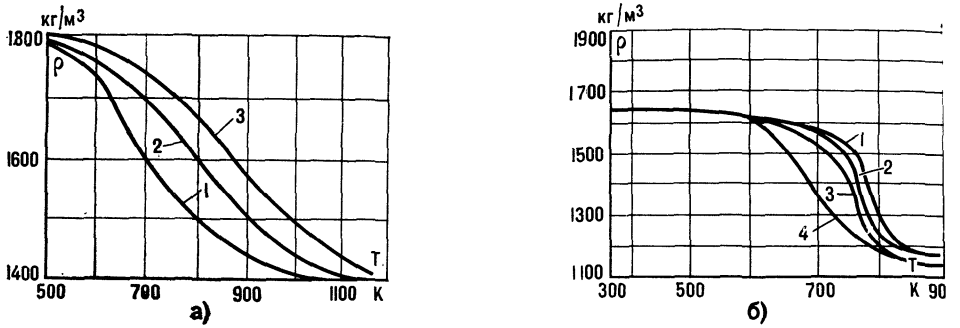


Рис. П-IV-20. Изменение с температурой коэффициента теплопроводности (*а*) и теплоемкости (*б*) асботекстолита в зоне разложения органического связующего при различных темпах нагрева [Л. П-13].

1 — темп нагрева, $b \to 0$; *2* — при монотонном нагреве.

Рис. П-IV-21. Изменение с температурой коэффициента теплопроводности (*а*) и объемной теплоемкости (*б*) стеклопластика СП-3Э при монотонном нагреве с темпом $b=0{,}66$ К/с [Л. 3-6] (заштрихована зона разброса экспериментальных данных).

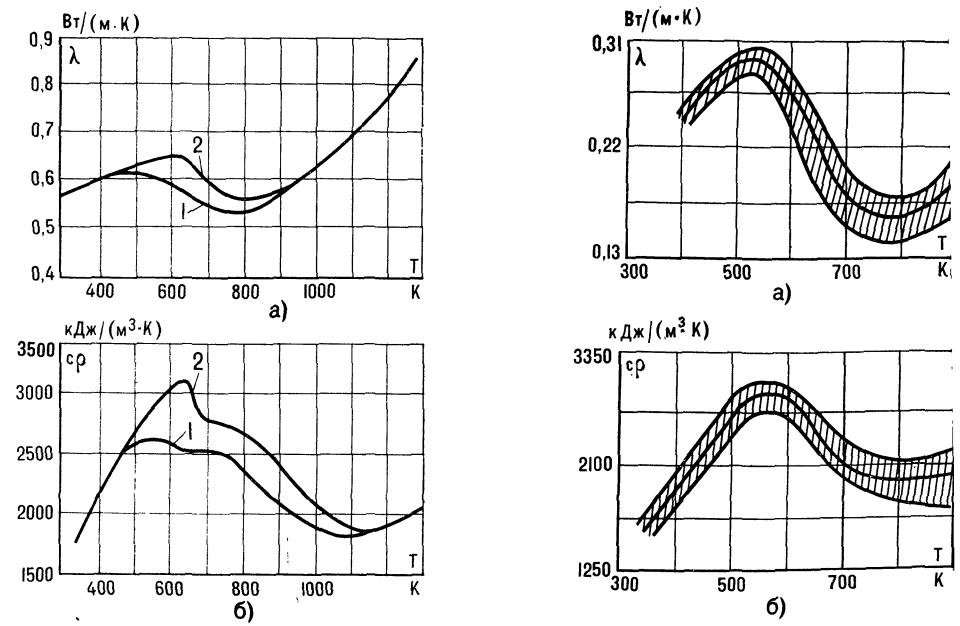


Рис. П-IV-22. Сравнение зависимостей от температуры коэффициента теплопроводности некоторых марок пористых графитов [Л. П-18].

ПЭ-60 — $П$=60%, ρ=870 кг/м³; *ПЭ*-25 — $П$=54%, ρ=1040 кг/м³; *ПЭ*-15 — $П$=44%, ρ=1000 кг/м³; *ПЭ*-40 — $П$=40%, ρ=1330 кг/м³; *РВ* — $П$=27%, ρ=1560 кг/м³; *Н* — $П$=17,6%, ρ=1820 кг/м³.

Рис. П-IV-23. Зависимость теплопроводности пирографита от температуры [Л. П-18].

1 — материал термообработан при T=3200 К (толщина стенки 20 мм); *2* — то же, что и *1* (без термообработки); *3* — материал термообработан при T=3200 К (толщина стенки 10 мм); *4* — то же, что и *3* (без термообработки).

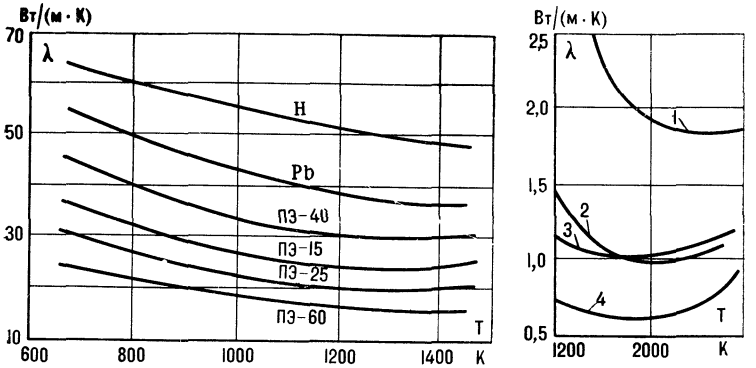
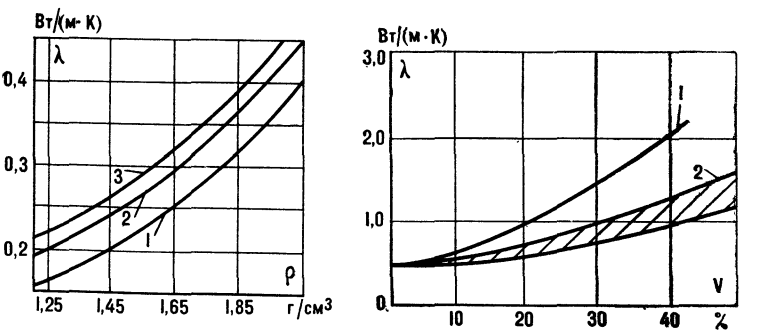


Рис. П-IV-24. Связь между плотностью ρ и коэффициентом теплопроводности стеклопластиков на различных связующих [Л. П-12].

1 — полиэфирное; *2* — эпоксидное; *3* — фенолформальдегидное связующее.

Рис. П-IV-25. Зависимость коэффициента теплопроводности стеклометаллических пластиков на основе эпоксидной смолы ЭД-5 от объемного содержания V медного волокна (*1*) и порошков меди, алюминия или железа (*2*) [Л. П-18].



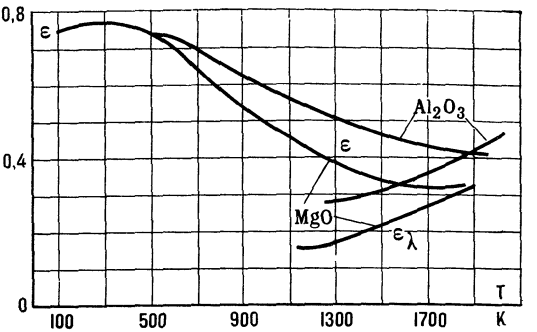


Рис. П-IV-26. Зависимость от температуры спектрального значения ε_λ (при $\lambda=0{,}665$ мкм) и интегральной нормальной степени черноты ε окислов алюминия Al_2O_3 и магния MgO [Л. П-17].

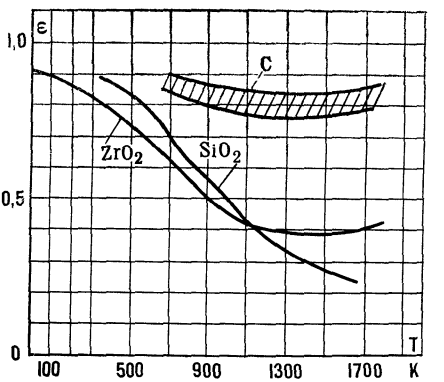


Рис. П-IV-27. Сравнение зависимостей от температуры интегральных нормальных степеней черноты окислов кремния SiO_2, циркония ZrO_2 и различных марок графита и пирографита С [Л. П-18, П-17].

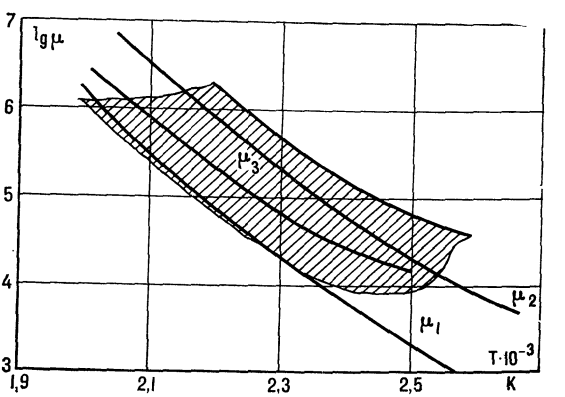


Рис. П-IV-28. Зависимость от температуры вязкости расплава кварцевого стекла.

μ_1, μ_2 и μ_3 — различные аппроксимационные зависимости, использованные при расчетах (заштрихован диапазон разброса экспериментальных данных); μ в 10^2 (кг·с/м^2).

ТЕРМИНОЛОГИЯ

Изучением тепловой защиты занимаются специалисты различных специальностей и научных направлений, поэтому существует потребность единого толкования и понимания основных понятий и представлений. Предлагаемый ниже словарь, не претендуя на абсолютную строгость и полноту, имеет своей целью исключить неоднозначность и нечеткость понимания важнейших терминов, часто используемых в книге.

Автомодельные переменные — специально подобранная комбинация физических независимых переменных (координат, времени) и определяющих параметров процесса, позволяющая уменьшить число независимых переменных профиля скорости, температуры или концентрации. Режим течения процесса называется автомодельным, если он описывается с помощью автомодельных переменных (оплавление стекла в окрестности точки торможения см. § 8-1, прогрев покрытия см. § 3-2).

Аналогия (дословно «сходство») — сопоставление одного физического процесса с подобным ему процессом другой физической природы. Существуют два вида аналогий. Первый основан на единстве математического описания процессов (аналогия Рейнольдса, аналогия между тепло- и массообменом). Второй вид требует интуитивного выделения определяющего физического явления, на основании которого и производится сопоставление двух разнородных процессов (классификация теплозащитных материалов и введение «эталона» см. в гл. 5).

Аэродинамический нагрев — нагрев поверхности тела, движущегося в воздухе со скоростями, существенно превышающими скорость звука. При столкновении тела с молекулами газа происходит постепенный переход кинетической энергии тела в тепловую энергию газа. В зависимости от формы тела бóльшая часть тепла может выделиться либо в сжатом слое за ударной волной, либо непосредственно у поверхности тела в пограничном слое (см. введение). Максимальная температура, до которой может нагреться газ в окрестности движущегося тела, близка к так называемой температуре торможения. Уже при скорости полета, втрое превышающей скорость звука, перепад

температур между газом и поверхностью тела достигает почти 500 К. Этот перепад в дальнейшем увеличивается пропорционально квадрату скорости полета, поэтому передача тепла от газа к телу происходит не только за счет конвективной, но и за счет радиационной теплоотдачи. Защита от аэродинамического нагрева составляет серьезную проблему в ракетной технике (см. введение, гл. 1 и 10). В литературе термин аэродинамический нагрев иногда распространяют на случай обтекания тела газом произвольного состава (а не только воздухом).

Вдув — процесс подачи газа в пограничный слой набегающего потока по нормали к проницаемой поверхности тела. Термин «проницаемая» подразумевает поверхность с бесконечно большим числом отверстий, расстояние между которыми много меньше толщины пограничного слоя над ней. Вдув газа эффективно перестраивает течение в пограничном слое, уменьшая градиенты скорости, температуры и концентрации, что, в конечном счете, снижает тепловые и диффузионные потоки к стенке, а также величину трения (см. § 4-4 и 4-5).

Гиперзвуковое обтекание — обтекание тела потоком газа с такой скоростью, при которой за ударной волной газ уже нельзя считать однородной средой. Так, при скоростях обтекания воздухом, в шесть раз превышающими скорость звука, температура торможения оказывается достаточной, чтобы началась интенсивная диссоциация молекул кислорода (см. введение и гл. 2).

Деструкция (полимеров) — разрушение макромолекул под действием тепла, влаги, света и т. д. В результате деструкции происходит уменьшение молекулярной массы полимера, часто сопровождаемое изменением агрегатного состояния (переход из твердого в жидкое или газообразное состояние). Обычно в полимере происходит одновременно несколько видов деструкционных процессов, но применительно к теплозащитным покрытиям — термическая и термоокислительная деструкция (гл. 6).

Диссоциация — процесс распада молекул газа на несколько более простых частиц (молекул, атомов, радикалов или ионов). Среди различных видов диссоциации для целей данной книги важна лишь термическая диссоциация, происходящая при повышении температуры. Количественной характеристикой диссоциации служит степень диссоциации — отношение числа распавшихся молекул к их общему числу (см., например, гл. 8 и 9).

Диффузия (дословно «растекание») — взаимное проникновение соприкасающихся веществ друг в друга вследствие теплового движения частиц. Диффузия происходит в направлении падения концентрации и ведет к выравниванию распределения вещества в объеме, но может быть и следствием неравномерных полей температуры, давления и других параметров. В пограничном слое многокомпонентного газа определяющее значение имеет в основном концентрационная диффузия (см. гл. 2).

Диффузионный режим разрушения — режим поверхностного разрушения теплозащитных покрытий, скорость которого определяется скоростью диффузии химически активных компонент набегающего газового потока в пограничном слое. Характерной чертой этого режима разрушения является слабая зависимость безразмерной скорости уноса массы от температуры поверхности (см. гл. 7).

Испарение — одно из проявлений физико-химического превращения, при котором вещество со свободной поверхности жидкости переходит в газообразное состояние. Этот переход сопровождается поглощением тепловой энергии — теплоты испарения $\Delta Q_{\text{исп}}$. При каждом заданном значении температуры между жидкостью и ее паром может установиться равновесие, характеризуемое определенной величиной давления насыщенного пара. В этом случае расход вещества, испаряющегося с поверхности, равен расходу вещества, переходящего обратно из газа в жидкость. Последний процесс называется конденсацией (см. гл. 6, 8).

Кинетика химическая — учение о скорости химической реакции, являющееся одним из разделов физической химии. Химическая реакция может протекать гомогенно, т. е. в объеме фазы, и гетерогенно, т. е. на границе раздела фаз. Под кинетикой реакции понимают зависимость скорости данной реакции от концентрации веществ, температуры и других параметров (см. § 6-2).

Кинетический режим разрушения — режим поверхностного разрушения теплозащитных покрытий, подвергнутых конвективному или радиационному тепловому воздействию, скорость которого в основном определяется кинетикой реакции взаимодействия вещества покрытия и химически активных компонент набегающего газового потока. Характерной чертой этого режима разрушения является сильная (экспоненциальная) зависимость скорости уноса массы от температуры (см. гл. 7). В отличие от режима сублимации скорость разрушения здесь существенно зависит от содержания в потоке химически активных компонент. Частным случаем кинетического режима, когда реакция имеет нулевой порядок, может считаться деструкция полимеров (см. гл. 6).

Конвективный теплообмен — в общем случае процесс переноса тепла в жидкой или газообразной среде с неоднородным распределением скорости, температуры и концентрации, осуществляемый совместным действием двух механизмов: перемещением макроскопических частей среды и тепловым движением микрочастиц. Первый из этих механизмов называется конвективным переносом, тогда как второй — молекулярным. В свою очередь применительно к теплообмену последний механизм подразделяется на теплопроводность и диффузию. Влияние конвективного переноса на теплообмен проявляется в зависимости от величины и направления скорости течения среды, от профиля скорости в потоке и от режима течения (ламинарного или турбулентного). Влияние молекулярного переноса на теплообмен проявляется в зависимости от состава и термодинамических и переносных свойств компонент газового потока. В технических приложениях иногда производят дальнейшее дифференцирование терминов и используют понятия «теплоотдача» и «теплопередача». Под теплоотдачей подразумевают теплообмен между твердым телом и омывающей его жидкой или газообразной средой, теплопередачей — теплообмен между жидкими или газообразными средами, разделенными твердой стенкой.

Конвективный тепловой поток — мера интенсивности (плотности) конвективного теплообмена на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным и высокоскоростным потоком газа, равная количеству тепла, поступившему за единицу вре-

мени к единице площади поверхности обтекаемого тела (размерность в СИ — кВт/м²). Обобщая формулу Ньютона на случай обтекания тела диссоциированным или ионизированным газовым потоком, конвективный тепловой поток к непроницаемой и нереагирующей поверхности записывают в виде: $q_0 = (\alpha/c_p)_0 (I_e - I_w)$, где $(\alpha/c_p)_0$ — коэффициент теплообмена — является газодинамическим параметром теплообмена, т. е. учитывает влияние распределения скорости в набегающем потоке и режима течения в пограничном слое. Напротив, $(I_e - I_w)$ — перепад энтальпий в пограничном слое — термодинамический параметр теплообмена, который учитывает состав газа и температурный напор в пограничном слое. Несмотря на условность подобного разделения, оно широко используется на практике и позволяет упростить обработку результатов экспериментальных и теоретических исследований. Методы расчета конвективного теплового потока приведены в § 2-5 и 2-6.

Коэффициент газификации (обозначается Γ, безразмерный) — одна из важнейших характеристик процесса разрушения оплавляющихся теплозащитных материалов, равная отношению расхода массы в газообразном виде к полному уносу массы (см. гл. 8). Обобщая на другие классы теплозащитных материалов, коэффициентом газификации называют параметр, определяющий долю материала, унесенного в газообразном виде (см. гл. 5).

Коэффициенты переноса — физические параметры среды, характеризующие интенсивность протекания в ней тех или иных явлений переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость). Введение коэффициентов переноса основано на допущении о линейной зависимости потоков массы, количества движения и энергии от градиентов концентрации, скорости и температуры (см. гл. 2). Размерность коэффициентов переноса: диффузии — м²/с, теплопроводности — кВт/(м·К), вязкости — (Па·с) или (кг·с)/м².

Ламинарное течение — упорядоченное течение жидкости или газа, при котором они перемещаются как бы слоями, параллельными направлению течения. Особенно важное практическое значение имеет ламинарное течение в пограничном слое, образующемся на поверхности тел при обтекании их газом или жидкостью. С увеличением скорости течения жидкости, начиная с некоторой точки на поверхности тела, ламинарное течение может перейти в неупорядоченное турбулентное течение в пограничном слое (см. гл. 2).

Массообмен — *самопроизвольный необратимый процесс* переноса массы данных компонент в пространстве с неоднородным полем концентрации. По аналогии с теплообменом на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным газовым потоком, интенсивность массообмена в многокомпонентном пограничном слое описывается формулой: $j = \beta (c_{ie} - c_{iw})$, где β — коэффициент массообмена (см. гл. 2 и 7).

Механизм разрушения — схематическая модель поведения теплозащитного покрытия в высокотемпературном и высокоскоростном потоке газа, указывающая количество и вид важнейших физико-химических процессов, сопровождающих унос массы этого покрытия. Механизм разрушения необходим для расчета и сопоставления характеристик теплозащитных покрытий в различных условиях (см. гл. 5).

Оплавление — процесс разрушения стеклообразных материалов в высокотемпературном и высокоскоростном газовом потоке. В отличие от плавления при нагреве кристаллических веществ оплавление стеклообразных или, в общем случае, аморфных веществ, не имеющих фиксированной точки плавления, характерно наличием двух фазовых превращений: размягчением твердой фазы до жидкого состояния и переходом некоторой части расплава в пар. Второе из указанных превращений обусловлено сильной зависимостью вязкости расплава от температуры и перегревом внешней поверхности расплава относительно температуры размягчения (который достигает в зависимости от уровня тепловых потоков и сдвигающих напряжений нескольких сотен градусов). Соотношение уноса масс в жидком и газообразном виде описывается коэффициентом газификации Γ (см. гл. 8).

Параметры торможения (заторможенного потока) — основные характеристики набегающего газового потока при исследовании работоспособности тепловой защиты. Энтальпия (или температура) торможения характеризует уровень энергетического воздействия на материал, в частности, энтальпийный (температурный) напор в пограничном слое. Давление торможения определяет уровень силового воздействия, а также при заданной форме тела — величину коэффициента теплообмена (см. гл. 2).

Пограничный слой — тонкий слой над поверхностью обтекаемого газом тела, в котором силы вязкости соизмеримы с инерционными силами, а продольная составляющая скорости изменяется от нуля до величины скорости набегающего газового потока. За толщину слоя выбирается такое расстояние, на котором скорость достигает 99% своего значения во внешнем потоке. Аналогично определяются пограничные слои для температуры и концентрации (см. гл. 2).

Радиационный (лучистый) тепловой поток — мера интенсивности (плотности) радиационного теплообмена на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным потоком газа. Радиационный тепловой поток дополняет (а в некоторых случаях и превосходит) конвективный тепловой поток по мере того, как возрастают температура и плотность излучающего газового объема. В отличие от конвективного теплообмена интенсивность радиационного воздействия возрастает при увеличении размеров обтекаемого тела, экранирующее действие вдуваемых паров очень слабо зависит от их расхода (см. гл. 10).

Рекомбинация — процесс обратный диссоциации (см. гл. 2).

Скорость уноса массы — основная характеристика процесса разрушения теплозащитных покрытий в высокотемпературном газовом потоке, равная произведению плотности материала покрытия на скорость линейного перемещения его внешней поверхности. Отношение скорости уноса массы к коэффициенту теплообмена на непроницаемой поверхности, называемая безразмерной скоростью уноса массы (разрушения), является удобным параметром представления результатов для химически активных теплозащитных материалов (см. гл. 5, 7, 9).

Сублимация — переход вещества из твердой фазы в газообразную, минуя жидкую фазу. Сублимация вместе с испарением составляют две разновидности парообразования (см. гл. 6, 7, 8, 9 и 10).

Сублимационный режим разрушения — режим поверхностного разрушения теплозащитных материалов в условиях интенсивных конвективных и радиационных тепловых воздействий, скорость которого определяется величиной скорости сублимации основных компонент материала. На этом режиме разрушения скорость уноса массы экспоненциально зависит от температуры поверхности, что приводит к слабому изменению этой температуры в широком интервале варьирования тепловых потоков (при постоянном давлении).

Температура разрушения — в узком смысле, это — температура начала поверхностного разрушения данного теплозащитного покрытия в некотором диапазоне внешних параметров среды. В широком смысле, это — любое значение температуры поверхности разрушающегося теплозащитного покрытия (см. гл. 3, 5, 7, 8).

Тепловая защита — это определенный способ блокирования или уменьшения потока тепла от окружающей среды к поверхности тела. Среди шести известных принципов отвода или поглощения тепла от внешней поверхности тела наиболее широкий диапазон практического использования имеют те, что основаны на использовании эффектов вдува и физико-химических превращений (см. гл. 1).

Теплопроводность — одна из разновидностей теплообмена, в основе которой лежит процесс распространения тепла от более нагретых элементов среды к менее нагретым, не связанный с макроскопическими перемещениями частиц среды или электромагнитными излучениями (см. гл. 3).

Течение замороженное и равновесное — два предельных случая течения многокомпонентных смесей газов, отличающихся соотношением скоростей химических реакций и газодинамического или диффузионного переноса (см. § 2-3).

Турбулентное течение — форма течения жидкости или газа, при которой отдельные макрочастицы совершают неупорядоченное, неустановившееся движение по сложным траекториям, что приводит к интенсивному перемешиванию между слоями движущейся жидкости. В условиях турбулентного течения в пограничном слое интенсивность конвективного теплообмена оказывается существенно выше, а эффект уменьшения теплового потока при вдуве охладителя через проницаемую стенку намного ниже, чем в ламинарном пограничном слое (см. гл. 2 и 4).

Ударная волна — скачок уплотнения, возникающий перед телом, движущимся со сверхзвуковой скоростью, при прохождении через который резко увеличивается плотность, давление и температура. Область, находящаяся между ударной волной и поверхностью тела, называется сжатым слоем (см. § 2-2, 2-3).

Физико-химическое превращение — явление, приводящее к изменению агрегатного состояния вещества или его химического состава и сопровождающееся поглощением определенного количества тепла ΔQ (см. гл. 1, 3, 5).

Эффективная энтальпия разрушения — основная характеристика энергоемкости уноса массы с поверхности разрушающихся теплозащитных покрытий, которая включает в себя не только количество тепла, поглощенное при нагреве, термических и фазовых превращениях единицы массы материала, но и тепловой эффект блокирования подведенного конвективного теплового потока при вдуве газообразных продуктов разрушения в пограничный слой (см. § 5-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе первой

1-1. **Основы** теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М., Оборонгиз, 1960, 390 с. с ил. Авт.: Авдуевский В. С. и др.

1-2. **Кинг Г. А.** Методы отвода тепла и защиты и материалы. — В кн.: Исследования при высоких температурах. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 212—239.

1-3. **Скала С. М.** Тепловая защита возвращающегося на Землю спутника. — «Вопросы ракетной техники», 1960, № 5, с. 33—44.

1-4. **Деймерджан Д.** Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971, 195 с.

1-5. **Сперроу Э. М., Сесс Р. Д.** Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971, 294 с.

1-6. **Душин Ю. А.** Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л., «Химия», 1968, 224 с. с ил.

1-7. **Адамс К.** Последние достижения в теории абляции. — «Вопросы ракетной техники», 1960, № 4, с. 16—36.

1-8. **Графит** как высокотемпературный материал. Под ред. К. П. Власова. М., «Мир», 1964, 423 с. с ил.

1-9. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967, 599 с. с ил.

1-10. **Гинзбург И. П.** Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966, 404 с. с ил.

1-11. **Блох А. Г.** Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967, 326 с. с ил.

1-12. **Kinnaid L. D., Cawthon D. M.** Active oxidation protection for ABM control surfaces. — «AIAA Paper», 1971, № 71-391, 12 p.

1-13. **Sutton G. P., Wagner W. R., Seader J. D.** Advanced cooling Techniques for rocket engines.—«Astronautics and Aeronautics», Jan. 1966, v. 4, p. 60.

1-14. **Sones P. D., Rossi J. J.** A study of advanced thermal protection systems.—«AIAA Paper», № 68-300, 11 p.

К главе второй

2-1. **Краснов Н. Ф.** Аэродинамика тел вращения. М., 1964, 572 с. с ил.

2-2. **Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф.** Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962, 607 с. с ил.

2-3. **Лапин Ю. В.** Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970, 344 с. с ил

2-4. **Лойцянский Л. Г.** Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1962, 479 с. с ил.

2-5. **Дорренс У. Х.** Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966, 439 с. с ил.

2-6. **Кейс В. М.** Конвективный тепло- и массообмен. М., «Энергия», 1972, 445 с. с ил.

2-7. **Фей Дж., Ридделл Ф.** Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. — В кн.: Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. М., Изд-во иностр. лит., 1959, с. 217—256.

2-8. **Анфимов Н. А.** Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1962, № 1, с. 25—31.

2-9. **Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р.** Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961, 929 с. с ил.

2-10. **Фенстер С. Дж.** Теплопередача в критической точке для новой бинарной модели воздуха, учитывающей диссоциацию и ионизацию. — «Ракетная техника и космонавтика», 1965, № 12, с. 19—29.

2-11. **Лиз Л.** Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. — В кн.: Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 13—69.

2-12. **Мурзинов И. Н.** О форме тел, разрушающихся под действием интенсивного нагревания при движении в атмосфере. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика», 1965, № 4, с. 36—40.

2-13. **Авдуевский В. С., Калашник В. Н.** Проблема расчета трения и теплообмена в турбулентном пограничном слое. — «Известия АН СССР, Энергетика и транспорт», 1967, № 5, с. 9—24.

2-14. **Неслер Д. Е.** Теплопередача в сжимаемом турбулентном пограничном слое на шероховатой поверхности. — «Ракетная техника и космонавтика», 1971, № 9, с. 166—171.

2-15. **Основы теории** полета космических аппаратов. Под ред. Г. С. Нариманова и М. К. Тихонравова. М., «Машиностроение», 1972, с. 539—559.

2-16. **Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М.** Теория тепло- и массообмена. М. — Л., Госэнергоиздат, 1961, 680 с. с ил.

2-17. **Неравновесные** физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972, 344 с. с ил. Авт.: В. П. Агафонов, В. К. Вертушкин, А. А. Гладков, О. Ю. Полянский.

2-18. **Рознер Д. Е.** Влияние конвективной диффузии при изучении кинетики реакций на каталитической поверхности. — «Ракетная техника и космонавтика», 1964, № 4, с 3—27.

2-19. **Анфимов Н. А.** Ламинарный пограничный слой на химически активной поверхности. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1962, № 3, с. 46—52.

2-20. **Хосидзаки Ж. Х., Лэшер Л. Е.** Конвективный и лучистый теплообмен на поверхности тела с уносом массы. — «Ракетная техника и космонавтика», 1968, № 8, с. 3—13.

2-21. **Goulard R.** On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation on heat transfer. Jet Propulsion. 1958 ,v. 28, № 11, p. 737—745.

К главе третьей

3-1. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967, 599 с. с ил.

3-2. **Карслоу Г., Эгер Д.** Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964, 488 с. с ил.

3-3. **Василевский К. К., Полежаев Ю. В., Федоров О. Г.** Применение обобщенных соотношений между тепловым потоком и температурой поверхности для исследования эффективности работы калориметра. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, 1972, т. VII, с. 317—321.

3-4. **Полежаев Ю. В., Нарожный Ю. Г., Сафонов В. Е.** О методе определения теплопроводности высокотемпературных материалов при нестационарном нагреве. — «Теплофизика высоких температур», 1973, № 3, с. 609—615.

3-5. **Шленский О. Ф.** О расчете процесса теплопроводности в полимерных материалах при термодеструкции. — «Инженерно-физический журнал», 1966, т. 10, № 1, с. 101—105.

3-6. **Шленский О. Ф.** Тепловые свойства стеклопластиков. М., «Химия», 1973, 224 с. с ил.

3-7. **Василевский К. К., Федоров О. Г.** Исследование внутреннего теплообмена между газом и каркасом в разрушающемся материале. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, 1968, т. 2, с. 67—75.

3-8. **Полежаев Ю. В.** Процесс установления стационарного режима плавления вязкого стеклообразного материала. — «Доклады АН СССР», 1964, т. 156, № 2, с. 290—293.

3-9. **Полежаев Ю. В.** Определение времени установления автомодельных режимов прогрева и разрушения. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 1968, т. 8. с. 66—73.

3-10. **Landau L.** Heat conduction in a melting solid. Quarterly of Applied Mathematics VIII, 1950, № 1, p. 81.

К главе четвертой

4-1. **Лыков А. В.** Тепломассообмен. Справочник. М., «Энергия», 1972, 560 с.

4-2. **Коллинз Р.** Течения жидкостей через пористые материалы. М., «Мир», 1964, 350 с. с ил.

4-3. **Васильев Л. Л., Танаева С. А.** Теплофизические свойства пористых материалов. Минск, «Наука и техника», 1971, 268 с. с ил.

4-4. **Чудновский А. Ф.** Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., Физматгиз, 1962, 456 с. с ил.

4-5. **Васильев Л. Л., Фрайман Ю. Е.** Теплофизические свойства плохих проводников тепла. Минск, «Наука и техника», 1967, 175 с. с ил.

4-6. **Дульнев Г. Н.** Перенос тепла через твердые дисперсные системы. — «Инженерно-физический журнал», 1965, т. 9, № 3, с. 399—404.

4-7. **Гузман И. Я.** Высокоогнеупорная пористая керамика. М., «Металлургия», 1971, 208 с. с ил.

4-8. **Мугалев В. П.** Влияние вдувания различных газов на теплообмен вблизи передней критической точки затупленного тела. — «Известия АН СССР, Механика», 1965, с. 175—180.

4-9. **Юревич Ф. Б., Чупрасов В. В.** Влияние массопереноса в пограничном слое на теплообмен. — «Известия АН БССР, сер. физико-энергетических наук», 1970, № 3, с. 110—120.

4-10. **Адамс М. К.** Последние достижения в теории абляции. — «Вопросы ракетной техники», 1960, № 4, с. 16—36.

4-11. **Анфимов Н. А., Альтов В. В.** Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов. — «Теплофизика высоких температур», 1965, № 3, с. 409—420.

4-12. **Совершенный В. Д.** Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа. — «Инженерно-физический журнал», 1967, т. 12, № 4, с. 538—540.

4-13. **Мугалев В. П.** Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 1968, т. 1, с. 32—37.

4-14. **Анфимов Н. А.** Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела. — «Механика жидкости и газа», 1966, № 1, с. 22—31.

4-15. Анфимов Н. А., Завелевич Ф. С. Тепло- и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое. Минск, «Наука и техника», 1968, т. 2, с. 5—10.

4-16. **Основы теории** полета космических аппаратов. Под ред. Г. С. Нариманова и М. К. Тихонравова. М., «Машиностроение», 1972, с. 539—559.

4-17. **Putz K. E., Bartlett E. P.** Heat-transfer and ablation-rate correlations for reentry heatschield and nosetip applications.— «AIAA Paper», № 72-91, 1972, p. 11.

4-18. **Bartlett E. T., Nicolet W. E., Howe J. T.** Heat-shield ablation at superorbital re-entry velocities.—«AIAA Paper», № 70-202, 1970, p. 15.

4-19. **Rannie et al.** Investigation of methods for transpiration cooling liquid rocket chambers. NASA CR-107268, 1969, Dec. 15, 324 p.

К главе пятой

5-1. **Анфимов Н. А.** Теплозащита. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. М., «Советская энциклопедия», 1966, т. 5, с. 145—147.

5-2. **Основы теплопередачи** в авиационной и ракетной технике. Под общей ред. В. К. Кошкина. М., Оборонгиз, 1960, 390 с. с ил.

5-3. **Гинзбург И. П.** Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966, 404 с. с ил.

5-4. **Анфимов Н. А., Полежаев Ю. В.** Нестационарное разрушение материалов в высокотемпературном потоке газа. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 1966, т. 2, с. 11—16.

5-5. **Мак-Адамс К., Скала Е.** Взаимодействие сильно нагретого воздуха с материалами космических летательных аппаратов во время их возвращения на Землю. — В кн.: Исследования при высоких температурах. Под ред. В. А. Кириллина. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 89—99.

5-5а. **Кинг Г.** Методы отвода тепла и защиты и материалы. Там же, с. 212—239.

5-6. **Душин Ю. А.** Работа теплозащитных материалов в высокотемпературных газовых потоках. Л., «Химия», 1968, 224 с. с ил.

5-7. **Карролл-Порчинский Ц.** Материалы будущего. М., «Химия», 1966, 238 с. с ил.

5-8. **Полежаев Ю. В.** Расчет нестационарного плавления вязкого стеклообразного материала. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1963, № 3, с. 9—15.

5-9. **Полежаев Ю. В.** О взаимном влиянии процессов испарения, горения и коксования при разрушении в высокотемпературном потоке газа. — «Теплофизика высоких температур», 1965, т. 3, № 5, с. 731—740.

5-10. **Скала С. М., Гильберт Л. М.** Сублимация графита при гиперзвуковом обтекании. — «Ракетная техника и космонавтика», 1965, № 9, с. 87—100.

5-11. **McVey D. F., Auerbach J., McBride D. D.** Some observations on the influence of graphite microstructure on ablation performance.—«AIAA Paper», № 70-155, 1970, p. 9.

К главе шестой

6-1. **Полежаев Ю. В.** Сублимация. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. М., «Советская энциклопедия», 1956, т. 5, с. 101.

6-2. **Полежаев Ю. В.** Влияние неравновесного испарения и диссоциации паров на параметры уноса массы стеклообразных теплозащитных материалов. — «Теплофизика высоких температур», 1964, т. 2, № 1, с. 32—38.

6-3. **Пол Б.** Коэффициенты испарения. — «Ракетная техника», 1962, № 9, с. 3—13.

6-4. **Несмеянов А. Н.** Давление пара химических элементов. М., «Известия АН СССР», 1961, 396 с. с ил.

6-5. **Душин Ю. А.** Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л., «Химия», 1968, 224 с. с ил.

6-6. **Адамс М. К.** Последние достижения в теории абляции. — «Вопросы ракетной техники», 1960, № 4, с. 16—36.

6-7. **Бичер Н., Розенсвейг Р. Е.** Механизм абляции пластмасс с неорганическим армированием. — «Ракетная техника», 1961, № 4, с. 81—90.

6-8. **Широков Н. Н., Чудецкий Ю. В.** Исследование взаимодействия полимеров с высокотемпературным потоком. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 1968, т. 2, с. 116—123.

6-9. **Буевич Ю. А., Якушин М. И.** Некоторые особенности термического разрушения разлагающихся материалов. — «Журнал прикладной математики и технической физики», 1968, № 1, с. 56—65.

6-10. **Карапетьянц М. Х.** Метод сравнительного расчета физико-химических свойств. М., «Наука», 1965, 403 с. с ил.

6-11. **Юревич Ф. Б., Ролин М. Н.** Методика расчета уноса массы тефлона при разрушении его в высокотемпературном потоке. — «Инженерно-физический журнал», 1971, № 1, с. 70—76.

6-12. **Васильев Л. Л., Фрайман Ю. Е.** Теплофизические свойства плохих проводников тепла. Минск, «Наука и техника», 1967, 175 с. с ил.

6-13. **Хансел Дж. Г., Макалеви Р. Ф.** Тепловой баланс и химическая кинетика поверхностной деструкции полистирола в инертных и химически активных средах. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 5, с. 94—103.

6-14. **Валецкий П. М.** Пластики. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. М., «Советская энциклопедия», 1965, т. 4, с. 31—34.

6-15. **Грасси Н.** Химия деструкции полимеров. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 251.

6-16. **Мадорский С.** Термическое разложение органических полимеров. М., «Мир», 1967, 328 с. с ил.

6-17. **Скала С. М., Гильберт Л. М.** Тепловое разрушение теплозащитного обугливающегося пластика при гиперзвуковых полетах. — «Ракетная техника», № 6, 1962, с. 74—83.

6-18. **Ланделл Дж. Н., Уэйкфилд Р. М., Джонс Дж. В.** Экспериментальное исследование коксующихся, аблирующих материалов при совместном воздействии конвективного и радиационного нагрева. — «Ракетная техника и космонавтика». 1965, № 11, с. 136—148.

6-19. **Хосидзаки Х., Лэшер Л. Е.** Теплопередача путем конвекции и излучения к телу при наличии уноса массы. — «Ракетная техника и космонавтика», 1968, № 8, с. 3—13.

6-20. **Марвин Дж. Г., Поуп Р. Б.** Ламинарный конвективный теплообмен и абляция в атмосфере Марса. — «Ракетная техника и космонавтика», 1967, т. 5, № 2, с. 59—71.

6-21. **Боровой В. Я.** Выбор оптимального радиуса затупления осесимметричного тела с учетом излучения поверхности. — «Механика жидкости и газа», 1968, № 4, с. 193—196.

6-22. **Scala S. M., Vidale G. L.** Vaporization processes in the hypersonic laminar boundary layer. — «Internat. J. Heat Mass Transfer», 1960, v. 1, № 1, p. 4—22

К главе седьмой

7-1. **Скала С. М., Гильберт Л. М.** Унос массы графита при гиперзвуковых скоростях. — «Ракетная техника и космонавтика», 1965, № 9, с. 87—100.

7-2. **Анфимов Н. А.** Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1964, № 5, с. 3—11.

7-3. **Головина Е. С., Котова Л. Л.** Сублимация углерода в потоке. — «Теплофизика высоких температур», 1972, с. 10, № 2, с. 368—380.

7-4. **Рознер Д. Е., Аллендорф Г. Д.** Сравнительное окисление пиролитического и изотропного графита под воздействием атомарного и молекулярного кислорода при высоких температурах. — «Ракетная техника и космонавтика», 1968, т. 6, № 4, с. 91—96.

7-5. **Кендолл Р. М., Риндолл Р. А., Бартлетт Е. Р.** Многокомпонентный пограничный слой, химически реагирующий с аблирующей поверхностью. — «Ракетная техника и космонавтика», 1967, т. 5, № 6, с. 9—20.

7-6 **Авдуевский В. С., Оброскова Е. И.** Ламинарный пограничный слой на пористой пластине при наличии химических реакций на поверхности. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1962, № 5, с. 3—12.

7-7. **Зауличный Е. Г., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Турбулентный пограничный слой при наличии химических реакций на поверхности (применительно к углеродным поверхностям). — «Прикладная механика и техническая физика», 1967, № 4, с. 92—96.

7-8. **Тирский Г. А.** Анализ химического состава ламинарного многокомпонентного пограничного слоя на поверхности горящих пластиков. — «Космические исследования», 1964, т. II, № 4, с. 570—594.

7-9. **Рознер Д. Е., Аллендорф Г. Д.** Азот как реагирующий элемент при абляции в диссоциированном воздухе. — «Ракетная техника и космонавтика», 1970, № 1.

7-10. **Зевелевич Ф. С.** Горение графита в химически равновесном пограничном слое. — «Механика жидкости и газа», 1966, № 1, с. 161—167.

7-11. **Метью Ж.** Механическое растрескивание коксующихся разрушающихся материалов в высокотемпературном потоке. — «Ракетная техника и космонавтика», 1964, № 9, с. 133—142.

7-12. **Маас Х. Г., Шрайер Д. Р.** Унос частиц при абляции искусственного графита. — «Ракетная техника и космонавтика», 1969, № 11, с. 155—160.

7-13. **Knight D. D., Quinn J. E.** Graphite heat shield ablation during the low velocity low altitude portion of reentry trajectories.—«AIAA Paper», № 71-415, 1971, 11 p.

7-14. **Lundell J. H., Dickey R. R.** Graphite ablation at high temperatures.—«AIAA Paper», № 71-418, 1971, 11 p.

7-15. **Rindal R. A., Powars Ch. A.** Effect carbon vapor thermochemistry uncertainties on R/V ablation predictions.—«AIAA Paper», № 71-414, 1971, 12 p.

7-16. **Dolton T. A., Maurer R. E., Goldstein H. E.** Thermodynamic performance of carbon in hyperthermal environments. — «AIAA Paper», № 68-754, 1968, 12 p.

7-17. **Baron J. R., Bernstein K.** Heterogeneous rate coupling for graphite oxidation.— «AIAA Paper», № 70-832, 1970, 10 p.

7-18. **Denman G. L., Minges M. L.** High pressure ablation of plastic composites and graphites in the 50 megawatt arc.— «AIAA Paper», № 70-770, 1970, 12 p.

7-19. **Wakefield R. M., Peterson D. L.** A study of graphite ablation in combined convective and radiative heating.—«AIAA Paper», № 72-88, 1972, 11 p.

7-20. **King Merill K.** Heterogeneous rate coupling for graphite with CO_2 and H_2O.—«J. Spacecraft and Rockets», № 5, 1971, v. 8, p. 81.

К главе восьмой

8-1. **Полежаев Ю. В.** Расчет нестационарного плавления вязкого стеклообразного материала. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1963, № 3, с. 9—15.

8-2. **Горский В. В., Полежаев Ю. В.** О некоторых особенностях, связанных с течением пленки расплава. — «Теплофизика высоких температур», 1966, т. 4, № 2, с. 218—227.

8-3. **Пасконов В. М., Полежаев Ю. В.** Нестационарное плавление вязкого материала в окрестности точки торможения. — В кн.: Численные методы в газовой динамике. Изд-во МГУ, 1963, с. 123—134.

8-4. **Острах С., Макконнелл Д. Ж.** Унос массы плавлением при замедлении движения сферических тел. — «Ракетная техника и космонавтика», 1965, т. 3, № 10, с. 122—131.

8-5. **Полежаев Ю. В.** Влияние неравновесности испарения и диссоциации паров на параметры уноса массы стеклообразных теплозащитных материалов. — «Теплофизика высоких температур», 1964, т. 2, № 1, с. 32—39.

8-6. **Саттон Г.** Гидродинамика и теплообмен оплавляющейся поверхности. — «Вопросы ракетной техники», 1958, № 5, с. 37—46.

8-7. **Шахов Е. М.** Оценка времени установления скорости плавления стекловидных материалов. — «Инженерно-физический журнал», 1963, т. 3, вып. 3, с. 518—523.

8-8. **Грейвс Х.** Абляция в условиях больших касательных напряжений. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 5, с. 109—116.

8-9. **Гидальго Г., Каданов В.** Сравнение теоретических и летных данных по уносу массы. — «Ракетная техника и космонавтика», 1963, т. 1, № 1, с. 48—55.

8-10. **Апштейн Э. З.** Разрушение стекловидного тела в гиперзвуковом потоке с учетом лучистой теплопроводности внутри тела. — «Инженерно-физический журнал», 1969, т. 17, № 1, с. 150—155.

8-11. **Полежаев Ю. В., Храмов Ю. В.** Влияние теплофизических свойств на параметры уноса массы стеклообразных материалов. — В кн.: Тепло- и массоперенос, Минск, 1968, т. 7, с. 536—540.

8-12. **Мень А. Н., Сергеев О. А.** Теплофизические свойства плавленого кварца и лучистая составляющая теплопереноса. — «Доклады АН СССР», 1972, т. 203, № 6, с. 1272—1274.

8-13. **Полежаев Ю. В.** Об использовании экспериментов по нестационарному уносу массы для определения теплопроводности и других теплофизических свойств стеклообразных теплозащитных материалов. — «Теплофизика высоких температур», 1963, т. 1, № 1, с. 33—38.

8-14. **Каданов Л. П.** Распространение лучистой энергии внутри аблирующего тела. — «Теплопередача», 1961, т. 83, № 2, с. 147—160.

8-15. **Матвеев С. К.** Нестационарное оплавление тел под действием аэродинамического нагрева. — «Вестник Ленинградского университета», 1964, № 13, с. 159—162.

8-16. **Демьянов Ю. А., Омельченко К. Г.** К использованию размерностей при решении некоторых задач теплопроводности. — «Прикладная математика и техническая физика», 1961, № 3, с. 107.

8-17. **Миснар А.** Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., «Мир», 1968, 464 с. с ил.

8-18. **Джон Р. Р., Рекессо Дж.** Характеристики абляции аблирующих материалов, полученные при помощи нагретого в электрической дуге воздуха. — «Вопросы ракетной техники», 1960, № 4, с. 38—44.

8-19. **Roberts L.** Radiation and ablation cooling for manned re-entry vehicles.—«Advances in Aeronautics Sci.», 1962, № 4, p. 1019.

8-20. **Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S.**—«JAAS», 1960, v. 27, № 7, p. 535.

К главе девятой

9-1. **Взаимодействие** кремнезема с графитом при высоких температурах. — В кн.: Высокотемпературные материалы. М., «Металлургия», 1968, с. 196—208. Авт.: В. П. Елютин, Ю. А. Павлов, А. В. Манухин, В. С. Челноков.

9-2. **Елютин В. П., Павлов Ю. А., Поляков В. П.** Исследование процессов взаимодействия окислов тугоплавких металлов с углеродом. — В кн.: Высокотемпературные материалы. М., «Металлургия», 1968, с. 3—22.

9-3. **Розенсвейг Р., Бичер Н.** Теория процесса уноса массы фенольных смол, армированных стекловолокном. — «Ракетная техника и космонавтика», 1963, № 8, с. 54—64.

9-4. **Блюменталь Дж. Л., Сэнти М. Дж., Бернс Е. А.** Исследование кинетики высокотемпературных реакций углерода и двуокиси кремния в прококсованных фенольных смолах, армированных двуокисью кремния. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 6, с. 120—126.

9-5. **Полежаев Ю. В.** Теоретический анализ нестационарного прогрева и разрушения стеклопластика в окрестности критической точки. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1964, № 3, с. 3—8.

9-6. **Полежаев Ю. В.** О взаимном влиянии процессов испарения, горения, коксования при разрушении в высокотемпературном газовом потоке. — «Теплофизика высоких температур», 1965, № 5, с. 731—739.

9-7. **Полежаев Ю. В.** Сублимация. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. М., «Советская энциклопедия», 1966, т. 5, с. 101.

9-8. **Шмидт Д. Л.** Абляционные материалы в космической технике. — «Вопросы ракетной техники», 1970, № 6, с. 9—36.

9-9. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ. М., Изд-во АН СССР, 1962, т. 2, с. 916. Авт.: Л. В. Гурвич и др.

9-10. **Горский В. В., Полежаев Ю. В.** О некоторых особенностях, связанных с течением жидкой пленки расплава. — «Теплофизика высоких температур», 1966, № 2, с. 218—228

9-11. **Скала С. М., Гильберт Л. М.** Термическое разрушение теплозащитного обугливающегося пластика при гиперзвуковых полетах. — «Ракетная техника», 1962, № 6, с. 74—83.

9-12. **Горский В. В., Полежаев Ю. В.** Тепло- и массообмен на поверхности стеклографитовых материалов в высокотемпературном газовом потоке. — «Механика жидкости и газа», 1972, № 6, с. 71—87.

9-13. **Ладаки М.** Карбид кремния в прококсованном слое аблирующего материала. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 8, с. 176—178.

9-14. **Роми Н.** Реакция углерода и двуокиси кремния в композитных материалах на основе фенольной смолы и двуокиси кремния. — «Ракетная техника и космонавтика», 1967, т. 5, № 8, с. 193—195.

9-15. **Горский В. В., Савченко И. Я.** Исследование разрушения стеклопластика при дифференцированном выгорании углерода. — «Инженерно-физический журнал», 1973, т. 24, № 4, с. 601—608.

9-16. **Горский В. В., Полежаев Ю. В.** Тепло- и массообмен на поверхности стеклообразных материалов в высокотемпературном потоке газа. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 1972, т. 9, ч. 2, с. 261—266.

9-17. **Ладаки М., Гамильтон Дж. В., Коц С. Н.** Теплота пиролиза смолы в фенольнокремнеземистых аблирующих материалах. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, т. 4, № 10, с. 132—149.

9-18. **Бертин Дж. Дж., Конайн В. Д., Ниппер М. Дж.** Перемещение поверхности фенольного найлона в воздушном потоке низкой плотности с электродуговым подогревом. — «Ракетная техника и космонавтика», 1969, № 11, с. 140—150.

9-19. **Кемп Н. Х.** Линейная скорость перемещения поверхности аблирующего полимера. — «Ракетная техника и космонавтика», 1968, т. 6, № 9, с. 222—224.

9-20. **Бичер Н., Розенсвейг Р.** Механизм абляции пластмасс с неорганическим армированием. — «Ракетная техника», 1961, № 4, с. 81—90.

9-21. **Полежаев Ю. В.** О влиянии скорости термического разложения на процесс нестационарного разрушения стеклопластика. — «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1964, № 5, с. 157—161.

9-22. **Горский В. В., Полежаев Ю. В.** Тепло- и массообмен на поверхности стеклопластика в высокотемпературном потоке воздуха. — «Инженерно-физический журнал», 1973, т. 24, № 3, с. 407—413.

К главе десятой

10-1. **Андерсон Дж. А.** Обзор исследований излучающего сжатого слоя с инженерной точки зрения. — «Ракетная техника и космонавтика», 1969, № 9, с. 3—17.

10-2. **Обтекание** и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. — «Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 3, с. 529—541. Авт.: С. Я. Бронин и др.

10-3. **Течение** излучающего газа в условиях входа в атмосферу планет. — «Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 3, с. 542—565. Авт.: Р. Гулард, Р. Бугнер, Р. Бернс и др.

10-4. **Анфимов Н. А., Шари В. П.** Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. — «Механика жидкости и газа», 1968, № 3, с. 18—25.

10-5. **Карасев А. Б., Кондранин Т. В.** Влияние продуктов уноса массы на теплообмен при разрушении графита в излучающей воздушной плазме. — «Механика жидкости и газа», 1971, № 1, с. 23—31.

10-6. **Влияние** неточности знания параметров среды и поведения аблирующего покрытия на теплозащиту спускаемого аппарата при скоростях выше второй космической. — «Ракетная техника и космонавтика», 1969, № 2, с. 176—190. Авт.: В. Д. Коулмен, А. Ф. Хирн, Дж. М. Лефердо и др.

10-7. **Проблемы** лучистого теплообмена в гиперзвуковой аэродинамике (обзор). — «Теплофизика высоких температур», 1969, № 1, с. 140—165. Авт.: А. А. Коньков, В. Я. Нейланд, В. М. Николаев и др.

10-8. **Олстед У. В.** Соотношение для радиационной теплопередачи в критической точке. — «Ракетная техника и космонавтика», 1969, № 1, с. 209—211.

10-9. **Логан Дж.** Последние достижения в изучении излучения газов при высоких температурах. — «Вопросы ракетной техники», 1959, № 7, с. 18—25.

10-10. **Сейфф А.** Проблемы спуска в атмосфере (обзор). — «Вопросы ракетной техники», 1969, № 1, с. 3—20.

10-11. **Гелиоустановка** для исследования окисных соединений. — «Гелиотехника», 1968, № 2, с. 58—61. Авт.: В. В. Пасичный и др.

10-12. **Лебедев В. И., Фомин В. Н.** Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом селективного излучения и поглощения энергии. — «Журнал вычислительной математики и математической физики», 1969, т. 9, № 3, с. 655—663.

10-13. **Петерсон Д. Л., Нахтсгейм П. Р., Хоув Дж. Т.** Применение отражающих абляционных материалов для теплозащиты аппаратов, входящих в атмосферу планет. — «Ракетная техника и космонавтика», 1972, № 11, с. 137—145.

10-14. **Хоув Дж. Т., Грин М.** Теоретическое исследование зеркал, защищенных покрытиями от воздействия конвективного и лучистого тепловых потоков. — «Ракетная техника и космонавтика», 1973, № 1, с. 94—102.

10-15. **Стулов В. П., Шапиро Е. Г.** Влияние излучения на теплообмен в критической точке затупленного тела. — «Механика жидкостей и газа», 1969, № 2, с. 75—83.

10-16. **Бихешти М.** Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — «Ракетная техника и космонавтика», 1967, № 4, с. 254—256.

10-17. **Андрианов В. Н.** О роли рассеяния в процессах радиационного теплообмена. — В кн.: Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ. М., «Наука», 1968, с. 139—145.

10-18. **Карасев А. Б., Кондранин Т. В.** Лучистый теплооб-

мен в окрестности критической точки при наличии вдува в по граничный слой продуктов уноса массы. — «Механика жидко сти и газа», 1971, № 5, с. 21—30.

10-19. **Tauber H. E., Wakefield R. M.** Heating environmen and protection during Jupiter entry.—«AIAA Paper», № 70-132 p. 10.

10-20. **Bartlett E. P., Nicolet W. E., Howe J. T.** Heat-shiel ablation at super orbital re-entry velocities.—«AIAA Paper» № 70-202, p. 15.

К главе одиннадцато

11-1. Физика и техника низкотемпературной плазмы. М Атомиздат, 1972, 352 с. с ил. Авт.: С. В. Дресвин, А. В. Доп ской, В. Н. Гольдфарб и др.

11-2. **Физические измерения** в газовой динамике и пр горении. М., Изд-во иностр. лит., 1957, 484 с. с ил.

11-3. **Георгиев С.** Сравнение различных экспериментальн ных установок с точки зрения моделирования процессов теп лового разрушения материалов при гиперзвуковых скоро стях. — В кн.: Техника гиперзвуковых исследований. М «Мир», 1964, с. 484—522.

11-4. **Стюарт Р.** Калориметрические исследования дугово го подогревателя с магнитной стабилизацией. — «Ракетна техника и космонавтика», 1964, т. 2, № 2, с. 206—208.

11-5. **Генераторы** низкотемпературной плазмы. Под ред А. В. Лыкова. М., «Энергия», 1969, с. 607.

11-6. **Уоррен В., Диаконис Н.** Моделирование гиперзвуко вых условий с помощью воздушной электрической дуги. — В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., «Мир», 1964 с. 470—499.

11-7. **Юревич Ф. Б., Куликов В. С.** Электродуговой на грев газа. Минск, «Наука и техника», 1973, 192 с. с ил.

11-8. **Грей Дж., Дисекобс П. Р., Шерман М. П.** Калори метрический зонд для измерения очень высоких температур Приборы для научных исследований, 1962, № 7, с. 29—3

11-9. **Грим Г.** Спектроскопия плазмы. М., Атомизда 1969, 452 с. с ил.

11-10. **Юревич Ф. Б., Волк-Леванович М. В.** Скорост плазменной струи. — «Известия АН СССР, серия физико-тех нических наук», 1966, № 1, с. 1925—1931.

11-11. **Лыков А. В., Сергеев В. А., Шашков А. Г.** Экспе риментальное исследование теплообмена твердого тела с по током высокоэнтальпийного газа в области точки тормож ния. — В кн.: Высокотемпературная теплофизика. М., «Нау ка», 1969, с. 7—25.

11-12. **Ландел Дж. Х., Уэйкфилд Р. М., Джонс Дж. Е** Экспериментальное исследование коксующихся аблирующи материалов при совместном воздействии конвективного и ра диационного нагрева. — «Ракетная техника и космонавтика» 1965, № 11, с. 136—148.

11-13. **Хэнст Ф. Л.** Измерения поверхностной температур аблирующих теплозащитных материалов спутников и ракет. — В кн.: Измерения температур в объектах новой техники. М «Мир», 1965, с. 140—151.

11-14. **Грейвс А.** Абляция в условиях больших касательных напряжений. — «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 5, с. 109—116.

11-15. **Свет Д. Я.** Температурное излучение металлов и некоторых веществ. М., «Металлургия», 1964, 134 с. с ил.

11-16. **Кэмпбелл И. Э.** (ред.) Техника высоких температур. (Пер. под ред. В. П. Елютина). М., Изд-во иностр. лит., 1959, 396 с. с ил.

11-17. **Гордов А. Н.** Методы бесконтактного измерения действительных температур нагретых тел (обзор). — «Теплофизика высоких температур», 1963, т. 1, № 1, с. 149—155.

11-18. **Блау Г. Х.** Измерения потока, излучательной способности и ряда других свойств. — В кн.: Исследования при высоких температурах. Под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 73—88.

11-19. **Скотников М. М.** Применение фотопирометрического метода для определения температурных полей. — «Журнал прикладной спектроскопии», 1967, вып. 2, т. 6, с. 153—157.

11-20. **Ярышев Н. А.** Теоретические основы измерения нестационарных температур. Л., «Энергия», 1967, 299 с. с ил.

11-21. **Геращенко В. А., Федоров В. Г.** Тепловые и температурные измерения. Справочное руководство. Киев, «Наукова думка», 1965, 304 с. с ил.

11-22. **Бек Б.** Искажающее влияние термопары на температурное поле в материалах с низкой теплопроводностью. — «Теплопередача», 1962, № 2, с. 33—42.

11-23. **Киллих В. Е., Полежаев Ю. В.** Измерение температуры внутри асботекстолита. — В кн.: Тепловые напряжения в элементах конструкций. Киев, «Наукова думка», 1968, вып. 10, с. 109.

11-24. Оптическая пирометрия плазмы. Под ред. Н. Н. Соболева, М., Изд-во иностр. лит., 1960, 438 с. с ил.

11-25. **Рибо Г.** Оптическая пирометрия. Пер. под ред. Ландсберга. М., Гостехтеориздат, 1934, 320 с.

11-26. **Doyle C. D.** Quantitative calculations in thermogravimetric analysis. — In: Techniques and Methods of Polymer Evaluation, v. 1, Thermal Analysis, M. Denner, Juc. New York, 1966.

11-27. **Kestin X.**—«Zeitschr. An. Mathem. und Physik», 1961, № 7, 115 p.

К приложению

П-1. **Чиркин В. С.** Теплопроводность промышленных материалов. М., Машгиз, 1962, 247 с. с ил.

П-2. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов. М., Физматгиз, 1959, 356 с. с ил.

П-3. **Чудновский А. Ф.** Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., Физматгиз, 1962, 456 с.

П-4. **Миснар А.** Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., «Мир», 1968, 464 с.

П-5 **Рид Р., Шервуд Т.** Свойства газов и жидкостей. М., Гостехиздат, 1964, 334 с. с ил.

П-6. **Васильев Л. Л., Танаева С. А.** Теплофизические свойства пористых материалов. Минск, «Наука и техника», 1971, 268 с. с ил.

П-7. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ. Справочник. М., Изд-во АН СССР, 1962, т. 2, 916 с. Авт.: Л. В. Гурвич и др. (Под ред. В. П. Глушко.)

П-8. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963, 708 с.

П-9. **Голубев И. Ф.** Вязкость газов и газовых смесей. М., Физматгиз, 1959, 375 с.

П-10. **Физический** энциклопедический словарь. Л., «Советская энциклопедия», 1962—1965, т. 1—5.

П-11. **Конструкционные** материалы. Под ред. А. Т. Туманова. М., «Советская энциклопедия», 1963, 416 с. с ил.

П-12. **Зинченко В. Ф** Диагностика пористости стеклопластиков по их теплопроводности. — «Механика полимеров», 1971, № 3, с. 522—525.

П-13. **Тепло- и массоперенос**. Под ред. А. В. Лыкова. Доклады Всесоюзных (3 и 4) совещаний по тепло- и массообмену. Минск, 1968, 1972.

П-14. **Мармер Э. М., Гурвич О. С., Мальцев Л. Ф.** Высокотемпературные материалы. М., «Металлургия», 1967, 215 с. с ил.

П-15. **Сье С. Л., Сидер Д. Д.** Абляция на поверхности армированного кварцем композиционного материала. — «Ракетная техника и космонавтика», 1973, № 8, с. 157—165.

П-16. **Пустовалов В. В**. Теплопроводность огнеупоров. М., «Металлургия», 1966, 34 с. с ил.

П-17. **Кржижановский Р. Е., Штерн З. Ю.** Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Л., «Энергия», 1973, 336 с.

П-18. Теплофизические свойства твердых веществ (сб. статей). М., «Наука», 1971, 1973.

П-19. **Кингери У. Д.** Тугоплавкие окислы. — В кн.: Исследования при высоких температурах. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 126—147.

П-20. **Полимеры** (таблицы характеристик). — «Наука и жизнь», 1965, № 2, 5, 9.

П-21. **Теория** теплообмена (терминология). Под ред. Б. С. Петухова. Вып. 83. М., «Наука», 1971, 80 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Введение 5

Глава первая

Методы тепловой защиты

1-1. Поглощение и накопление тепла конденсированными веществами 11
1-2. Конвективное охлаждение 13
1-3. Массообменный принцип охлаждения 14
1-4. Радиационное охлаждение 18
1-5. Электромагнитное регулирование теплообмена 22
1-6. Охлаждение тел за счет физико-химических превращений на их поверхности 23

Глава вторая

Конвективный теплообмен при высоких скоростях и температурах газового потока

2-1. Газодинамическая картина обтекания тела высокоскоростным потоком 27
2-2. Течение в окрестности точки торможения 28
2-3. Физико-химические процессы в сжатом слое 30
2-4. Уравнения многокомпонентного ламинарного пограничного слоя. Коэффициенты переноса. Параметры подобия 34
2-5. Аналогия между тепло- и массообменом и трением. Теплообмен в точке торможения. Каталитическая способность поверхности 41
2-6. Распределение теплового потока по поверхности тела. Теплообмен на плоской пластине в турбулентном пограничном слое. Влияние шероховатости на теплообмен и трение 47

Глава третья

Перенос тепла внутри теплозащитного покрытия

3-1. Влияние теплового потока на зависимость температуры поверхности от времени 51

3-2. Влияние уноса массы с поверхности на температурное поле внутри теплозащитного покрытия 5
3-3. Характерные времена установления автомодельного и квазистационарного режимов прогрева 6
3-4. Влияние переменности физических свойств на температурное поле внутри теплозащитного покрытия 7
3-5. Влияние внутренних физико-химических превращений на температурное поле в теплозащитном материале 7
3-6. Соотношение между толщинами прогретого и унесенного слоев разрушающейся тепловой защиты 8

Глава четвертая

Пористое охлаждение

4-1. Структура пористых материалов и гидродинамика течения в порах 9
4-2. Теплопроводность пористых тел 9
4-3. Теплообмен между пористой матрицей и фильтрующейся охлаждающей жидкостью 10
4-4. Физические процессы в пристенном слое при вдуве газа в окрестности точки торможения 10
4-5. Аналогия между тепло- и массообменом и трением. Вдув в турбулентный пограничный слой 11

Глава пятая

Физико-химические основы процесса разрушения теплозащитных покрытий

5-1. Понятие об определяющем механизме разрушения 11
5-2. Критерии сравнения разрушающихся теплозащитных материалов 12
5-3. Нестационарное разрушение теплозащитных материалов 13

Глава шестая

Сублимирующие и разлагающиеся теплозащитные материалы

6-1. Сублимирующие материалы 13
6-2. Механизм разложения термопластичных теплозащитных материалов 13
6-3. Зависимость параметров разрушения термопластов от условий во внешнем потоке 14
6-4. Поведение продуктов разложения и скорость разрушения термопластичных материалов 15
6-5. Механизм разрушения термореактивных полимеров (смол) 16

Глава седьмая

Химическое взаимодействие материала с набегающим газовым потоком

7-1. Три режима окисления высокотемпературных материалов 16
7-2. Кинетический и диффузионный режимы окисления 17

7-3. Сублимационный режим разрушения графита 179
7-4. Влияние состава газа на разрушение графита. Возможность механического уноса массы в экстремальных условиях 184

Глава восьмая

Плавящиеся теплозащитные покрытия

8-1. Постановка задачи об оплавлении однородного стеклообразного материала 187
8-2. Процессы на поверхности раздела стеклообразных материалов и набегающего потока 195
8-3. Зависимость характеристик квазистационарного оплавления от теплофизических свойств стеклообразных материалов и параметров набегающего потока 206
8-4. Приближенные методы расчета параметров разрушения стеклообразных материалов 221
8-5. Особенности уноса массы полупрозрачных стеклообразных материалов 231

Глава девятая

Композиционные теплозащитные материалы

9-1. Влияние состава материала на теплофизические свойства и механизм прогрева и разрушения 237
9-2. Нестационарный прогрев композиционного теплозащитного материала 244
9-3. Процессы на внешней поверхности композиционных материалов (стеклопластиков) 251
9-4. Суммарный тепловой эффект поверхностных процессов при взаимодействии композиционного теплозащитного материала с многокомпонентным газовым потоком 262
9-5. Процессы, протекающие в подповерхностном слое покрытия 268
9-6. Влияние механизма разрушения и параметров набегающего потока на квазистационарные характеристики уноса массы композиционных теплозащитных материалов 276

Глава десятая

Защита от совместного конвективного и радиационного теплового воздействия

10-1. Радиационный тепловой поток от высокотемпературного газа 285
10-2. Способы тепловой защиты при совместном действии радиационного и конвективного тепловых потоков 294
10-3. Механизм разрушения теплозащитных материалов в условиях радиационно-конвективного теплового воздействия 301
10-4. Оптимизация тепловой защиты при сверхорбитальных скоростях полета 306

Глава одиннадцатая

Методы экспериментального исследования теплозащитных материалов

11-1. Задачи экспериментального исследования 309
11-2. Экспериментальные высокотемпературные установки для отработки теплозащитных покрытий 311
11-3. Методы измерений параметров высокотемпературного газового потока 315
11-4. Схемы установок и методы проведения экспериментов 324
11-5. Оптические измерения параметров теплозащитных материалов 329
11-6. Исследование прогрева теплозащитных материалов с помощью термопар 335
11-7. Методы определения теплофизических свойств, использующие суммарные результаты высокотемпературных экспериментов 339
11-8. Термогравиметрические методы определения кинетических констант в процессе разложения 346
11-9. Методы исследования структуры, состава и тепловых эффектов при термическом разложении композиционных материалов 349
Приложения 353
Терминология 368
Список литературы 374

ЮРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ПОЛЕЖАЕВ
ФРАНЦ БОЛЕСЛАВОВИЧ ЮРЕВИЧ

ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА

Редактор Ю. А. Зейгарник
Редактор издательства А. А. Кузнецов
Переплет художника Е. В. Никитина
Оформление художника Н. А. Сидельникова
Художественный редактор Т. Н. Хромова
Технический редактор Н. А. Галанчева
Корректор И. А. Володяева

Сдано в набор 14/III 1975 г. Подписано к печати 16/XII 1975 г. Т-21325. Формат 70×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 28,67+1,17 (8 вкл.). Уч.-изд. л. 26,55+1,07 (8 вкл.). Тираж 5000 экз. Зак. 104. Цена 2 р. 75 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Цветные вклейки отпечатаны в Чеховском Полиграфическом комбинате.
Московская область, г. Чехов.

Владимирская типография Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Гор. Владимир, ул. Победы, д. 18-б.