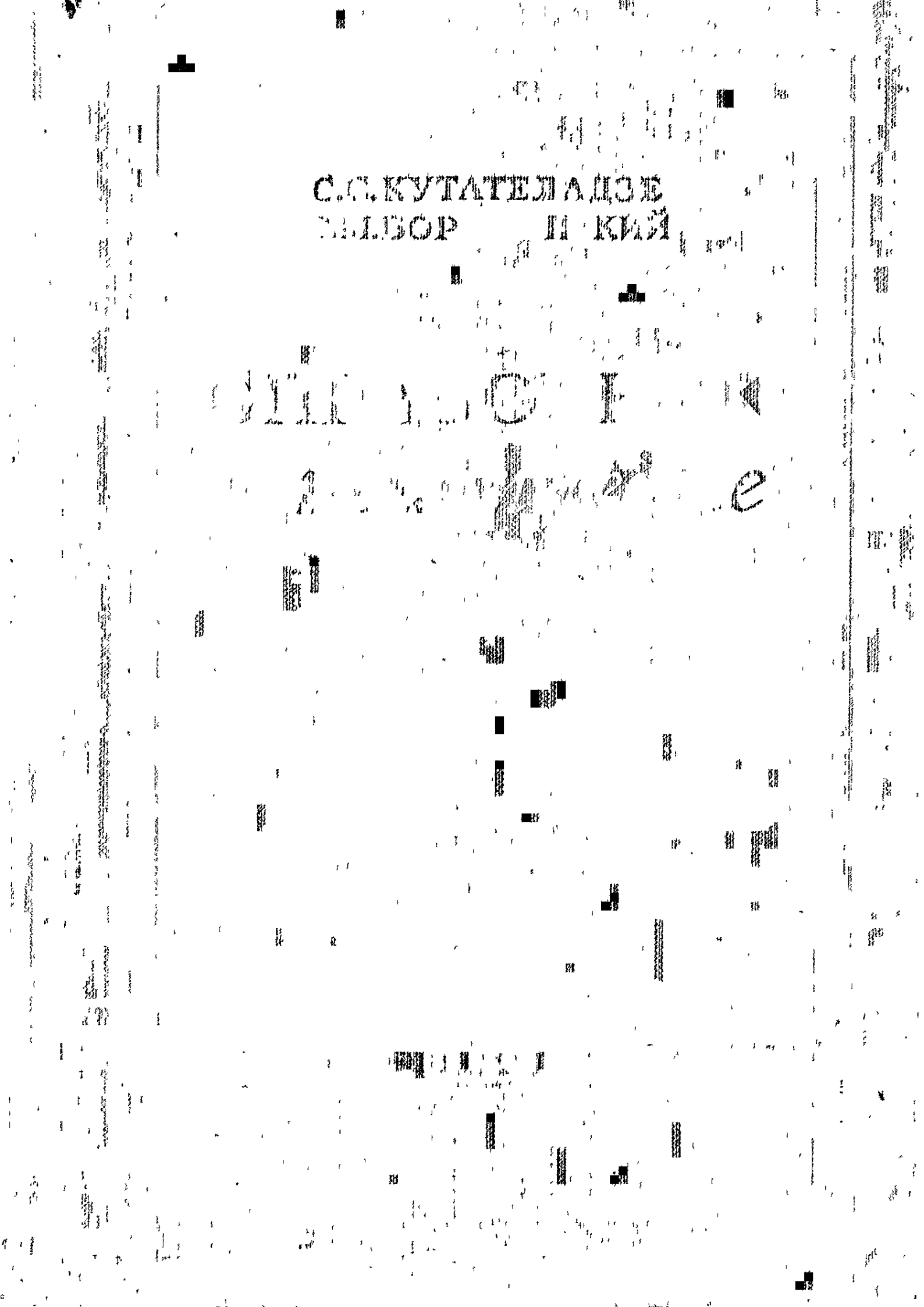
С. Н. КУТАТЕЛАДЗЕ

ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ



С. С. КУТАТЕЛАДЗЕ и В. М. БОРИШАНСКИЙ

СПРАВОЧНИК ПО ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД 1958 МОСКВА

ЭТ-5-5

Справочник содержит в кратком изложении основные сведения по теории теплообмена. Приводятся наиболее важные расчетные формулы. Дается сводка физических характеристик, необходимых для производства расчетов теплообмена теплопроводностью, конвекцией и излучением. Помещены также вспомогательные данные.

Книга предназначена для инженеров-теплотехников и может быть использована студентами, специализирующимися в различных областях теплотехники.

Кутателадзе Самсон Семенович
и Боришанский Вениамин Миронович

СПРАВОЧНИК ПО ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕ

Редактор *С. И. Мочан*
Технические редакторы *А. А. Забродина* и *Г.Е. Ларионов*

Сдано в производство 10/IX 1958 г. Подписано к печати 12/XII 1958 г.
Формат 84×108$^{1}/_{32}$ Печ. л. 21,32+3 вкл. Уч.-изд. л. 27,6.
Т-11698 Тираж 25 000 (1-й завод 3 000) Заказ 1409
Цена в переплете № 7—15 р. 30 к., в переплете № 5—14 р. 80 к.

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Процессы теплопередачи играют исключительно большую роль как в природе, так и в современной технике. Особенно важно знание законов теплопередачи при проектировании новых высокофорсированных машин и аппаратов. В настоящее время ощущается необходимость в специальном справочнике, который содержал бы наиболее общие и надежные расчетные формулы теплопередачи. До сих пор такого справочника не существовало, и имеются лишь краткие статьи по теплопередаче в некоторых справочных руководствах широкого профиля.

Составление первого специального справочника по сравнительно молодой и бурно развивающейся отрасли знания, каковой является теория теплообмена, представляет ответственную и весьма нелегкую задачу.

Взяв на себя инициативу в составлении такого справочника, авторы понимают, что их труд не может не содержать ряда недостатков, и будут благодарны за критику и советы по его улучшению.

В основу расчетных рекомендаций положены или нормативные материалы (которых, однако, отнюдь не много), или, по возможности, наиболее устоявшиеся и признанные данные.

По некоторым разделам, являющимся предметами специальных отраслей (газодинамика, теория сушки и т. п.), в которых вопросы теплообмена нельзя рассматривать отдельно от связанных с ними других вопросов, даны только некоторые основные определения и исходные положения, а также необходимая библиография.

Литературные источники, использованные при составлении справочника, перечисляются для каждой главы.

В составлении отдельных частей книги принимали участие А. Г. Блох (гл. 14, 15), Л. М. Зысина-Моложен (§ 8-6), Р. Е. Кржижановский (гл. 4), Э. В. Фирсова (приложение) и А. А. Андреевский (гл. 17); § 16-4 составлен С. И. Мочаном.

Весьма подробные и полезные замечания рецензентов—А. А. Арманда, Л. Д. Бермана, В. Е. Дорощука, В. Л. Лельчука, М. С. Пирогова, С. А. Рывкина и Е. Я. Соколова — помогли улучшить текст и уточнить ряд рекомендаций.

Замечания и пожелания по настоящей книге просьба направлять по адресу: Ленинград, Д-41, Марсово поле, 1, Ленинградское отделение. Госэнергоиздата.

Авторы

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Перечень основных обозначений 15

Некоторые справочные математические определения и формулы 19

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

Глава первая. **Основные понятия и уравнения** 23

1-1. Способы переноса теплоты . . . . . —

1-2. Теплоотдача и теплопередача . . . . . —

1-3. Основное уравнение распространения тепла в вещественной среде 24

Глава вторая. **Подобие тепловых и гидродинамических процессов** 26

2-1. Значение эксперимента . . . . . —

2-2. Анализ размерностей 27

2-3. Определяющие и неопределяющие критерии подобия 28

2-4. Основное правило теории подобия 29

2-5. Правило комбинирования критериев; число определяющих критериев . . . . . —

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Глава третья. **Установившийся тепловой поток в твердых телах** 33

3-1. Общие положения . . . . . —

3-2. Теплопроводность через плоскую стенку 35

3-3. Теплопроводность через цилиндрическую стенку . . . 36

3-4. Теплопроводность через шаровую стенку 38

3-5. Тепловые потери трубопровода в полуограниченном массиве . . . . . —

3-6. Тепловой поток для тел различной формы 39

3-7. Охлажденне стержня 49

3-8. Охлаждение ребер различной формы 51

Стр.

3-9. Передача тепла через оребренную поверхность 53
3-10. Теплопроводность при наличии равномерно распределенных внутренних источников постоянной плотности и постоянных физических характеристиках 54

Глава четвертая. **Теплопроводность в твердых телах при нестационарном режиме** 56

4-1. Общие положения . . . . . —
4-2. Полуограниченное тело 57
4-3. Неограниченная пластина 58
4-4. Цилиндр бесконечной длины 63
4-5. Шар 67
4-6. Цилиндр конечной длины 71
4-7. Пластина конечных размеров (параллелепипед) 72
4-8. Метод конечных разностей 73
4-9. Метод элементарных балансов 75
4-10. Тепловые волны 78
4-11. Нестационарное температурное поле при наличии мгновенных источников тепла 79
4-12. Регулярный тепловой режим 80
4-13. Прогрев и охлажденне подземного трубопровода . . . 81

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

КОНВЕКЦИЯ

Глава пятая. **Основные уравнения** 83
5-1. Уравнение распространения тепла в движущейся среде и физический смысл отдельных его членов . . . . . —
5-2. Основные уравнения гидродинамики 84
5-3. Подъемная сила, обусловленная температурным полем 86
5-4. Краевые условия к уравнениям гидродинамики . . . . . —
5-5. Условия механического и теплового взаимодействия на границах раздела жидкой и газовой фаз 87

Глава шестая. **Турбулентность** 88
6-1. Два основных режима течения реальной жидкости . . . —
6-2. Уравнения осредненного турбулентного течения несжимаемой жидкости 89
6-3. Уравнения турбулентного переноса в плоском потоке 91
6-4. Вязкий подслой . . . . . —
6-5. Полуэмпирические теории турбулентного переноса . . . 92
6-6. Определение степени турбулентности потока 93

Стр.

Глава седьмая. **Теплоотдача в трубах и каналах при установившемся течении несжимаемой жидкости** 94

7-1. Основные положения . . . . . —
7-2. Теплоотдача при ламинарном течении 96
7-3. Теплоотдача при турбулентном течении в прямой круглой трубе при $Pr \gtrsim 1$ 99
7-4. Теплоотдача при турбулентном течении в некруглых каналах 103
7-5. Теплоотдача в изогнутых трубах 104
7-6. Теплоотдача в прямой круглой трубе при $Pr \ll 1$ . . . . —
7-7. Теплоотдача в переходной области чисел Re 105
7-8. Влияние шероховатости трубы 106
7-9. Теплоотдача в каналах с поперечными и косыми волнами . . . . . —
7-10. Расчет температурного режима при газовом охлаждении канала с заданным законом тепловыделения . . . —

Глава восьмая. **Теплоотдача при внешнем обтекании тел несжимаемой жидкостью** 110

8-1. Пограничный слой . . . . . —
8-2. Основные уравнения плоского пограничного слоя . . . —
8-3. Определение точек перехода в пограничном слое . . 112
8-4. Теплоотдача пластины при ламинарном течении 115
8-5. Теплоотдача пластины при турбулентном течении . . . 116
8-6. Расчет сопротивления трения и теплоотдачи при обтекании криволинейной поверхности (профиля) 117
8-7. Теплоотдача при обтекании шара 124
8-8. Теплоотдача при нестационарном обтекании сферических частиц 125
8-9. Теплоотдача при поперечном обтекании одиночного цилиндра и призматического стержня 126
8-10. Теплоотдача при поперечном обтекании пакетов труб и призматических стержней 127
8-11. Теплоотдача при вращении трубы 137
8-12. Теплоотдача к зернистому слою 138

Глава девятая. **Теплоотдача при течении газа с большими скоростями** 140

9-1. Основные уравнения . . . . . —
9-2. Интегральные уравнения плоского пограничного слоя 142
9-3. Коэффициент восстановления . . . . . —
9-4. Коэффициент теплоотдачи 143
9-5. Теплообмен в разреженном газе 146

Стр.

Глава десятая. **Теплоотдача при свободной конвекции** . 148

10-1. Конвекция в неограниченном объеме . . . . . —
10-2. Конвекция в прослойках 152
10-3. Конвекция в глухом канале 153

Глава одиннадцатая. **Теплоотдача при конденсации пара**

11-1. Конденсация чистого пара на твердых поверхностях охлаждения (общие сведения) 155
11-2. Пленочная конденсация на вертикальной стенке для сред с числом Pr′ конденсата, превышающим 0,5 . . 157
11-3. Конденсация на горизонтальных трубах (Pr′>0,5) . . . 160
11-4. Конденсация на горизонтальных оребренных трубах (Pr′>0,5) 162
11-5. Конденсация на вращающихся трубах (Pr′>0,5) 163
11-6. Конденсация на нижней поверхности горизонтальной плиты . . . . . —
11-7. Конденсация внутри горизонтальной трубы (Pr′>0,5) 164
11-8. Влияние шероховатости и загрязнения поверхности конденсации . . . . . —
11-9. Конденсация на свободной струе жидкости (Pr′>0,5) 166
11-10. Пленочная конденсация пара в присутствии неконденсирующихся газов 169
11-11. Капельная конденсация 171

Глава двенадцатая. **Теплоотдача при кипении** 172

12-1. Два основных режима кипения . . . . . —
12-2. Теплоотдача при пузырьковом кипении на поверхностях нагрева, погруженных в большой объем жидкости . . . 173
12-3 Теплоотдача при пузырьковом кипении в трубе 180
12-4. Переход от пузырькового кипения к пленочному в большом объеме жидкости 181
12-5. Переход от пленочного кипения к пузырьковому в большом объеме жидкости 183
12-6. Переход от пузырькового кипения к пленочному при течении жидкости в трубе . . . . . —
12-7. Испарение жидкости, свободно растекающейся по поверхности нагрева 186

Глава тринадцатая. **Теплопередача при испарении, плавлении и затвердевании** 188

13-1. Испарительное охлаждение жидкости . . . . . —
13-2. Свойства влажного воздуха 189
13-3. Связь между коэффициентами тепло- и массоотдачи 191
13-4. Теоретический предел охлаждения 192
13-5. Теплопередача при плавлении и затвердевании 193

Стр.

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

ИЗЛУЧЕНИЕ

Глава четырнадцатая. **Основные законы теплового излучения** 194
14-1. Основные понятия и определения . . . . . —
14-2. Основные закономерности излучения абсолютно черного тела 196
14-3. Основные закономерности излучения нечерных тел . . 197
14-4. Результативное излучение 200
14-5. Лучистый теплообмен между двумя абсолютно черными телами, произвольно расположенными в пространстве 201
14-6. Свойства лучистых потоков 202
14-7. Лучистый теплообмен между двумя серыми телами, произвольно расположенными в пространстве 219
14-8. Коэффициент теплоотдачи излучением 222
14-9. Действие экранов . . . . . —

Глава пятнадцатая. **Лучистый теплообмен в поглощающей среде** 225
15-1. Уравнение переноса лучистой энергии . . . . . —
15-2. Излучение газов 226
15-3. Излучение светящегося пламени 235
15-4. Излучение запыленных потоков 239
15-5. Теплообмен в топках котельных агрегатов 242

РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

ОСНОВЫ ТЕПЛОВОГО И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Глава шестнадцатая. **Основы теплового расчета аппаратов** 250
16-1. Типы теплообменных аппаратов . . . . . —
16-2. Основная формула теплового расчета . . . . . —
16-3. Учет отклонений от теоретических значений коэффициента теплопередачи 251
16-4. Вычисление средней разности температур (температурного напора) 253
16-5. Ход расчета теплопередачи 270
16-6. Поверочный расчет аппарата с определением конечных температур 273
16-7. Расчет вращающегося регенератора 274
16-8. Расчет теплопередачи в типовых конденсаторах паровых турбин 275

Стр.

Глава семнадцатая. **Гидравлический расчет аппаратов . . .** 280

17-1. Общие сведения . . . . . —
17-2. Сопротивление при течении внутри труб и каналов . . 281
17-3. Сопротивление при обтекании пакетов труб 289
17-4. Местные сопротивления 292
17-5. Сопротивление при внешнем обтекании некоторых тел 314
17-6. Сопротивление засыпки 322
17-7. Сопротивление при турбулентном течении газо-жидкостной смеси 323

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 1. Перевод величин из одной размерности в другую 324
Таблица 2. Перевод величин из британской системы единиц в метрическую 325
Таблица 3. Температура кипения воды в зависимости от давления 326
Таблица 4. Давление насыщенного пара при низких температурах (над льдом) . . . . . —
Таблица 5. Физические свойства воды на линии насыщения 327
Таблица 6. Физические свойства водяного пара на линии насыщения 328
Таблица 7. Теплопроводность воды и водяного пара 329
Таблица 8. Вязкость воды и водяного пара 331
Таблица 9. Физические характеристики водяного пара при атмосферном давлении 333
Таблица 10. Теплоемкость c_p водяного пара при различных температурах и давлениях . . . . . —
Таблица 11. Теплопроводность снега и льда 334
Таблица 12. Упругость пара p тяжелой воды (D_2O) при различных температурах 334
Таблица 13. Физические характеристики тяжелой воды (D_2O) 335
Таблица 14. Основные физические характеристики газов . . . 336
Таблица 15. Физические свойства одноатомных газов при атмосферном давлении 337
Таблица 16. Физические свойства двух- и трехатомных газов при атмосферном давлении 338
Таблица 17. Физические свойства многоатомных газов при атмосферном давлении 340

Стр.

Таблица 18. Теплоемкость c_p воздуха при различных температурах и давлениях 341

Таблица 18а. Средние теплоемкости воздуха и газов от 0 до $t°$ С 342

Таблица 19. Теплопроводность воздуха при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 20. Теплопроводность водорода при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 21. Теплопроводиость азота при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 22. Теплопроводность гелия при t=43° С и различных давлениях 343

Таблица 23. Теплопроводность аргона при t=41° С и различных давлениях . . . . . —

Таблица 24. Вязкость азота при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 25. Вязкость водорода при различиых температурах и давлениях 344

Таблица 26. Вязкость воздуха при различных температурах и давленнях . . . . . —

Таблица 27. Вязкость кислорода при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 28. Вязкость окиси углерода при различных температурах и давлениях 345

Таблица 29. Физнческие свойства двуокиси углерода при атмосферном давлении . . . . . —

Таблица 30. Термоднпамические свойства двуокиси углерода на линии насыщения 346

Таблица 31. Теплоемкость c_p двуокиси углерода при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 32. Теплопроводность двуокиси углерода при различных температурах и давлениях 347

Таблица 33. Вязкость двуокисн углерода при различных температурах и давлениях 348

Таблица 34. Фнзические характеристики углеводородов метанового ряда при атмосферном давлении 349

Таблица 35. Теплопроводность метана при различных температурах и давлениях 350

Таблица 36. Термоданамические свойства этана на линии насыщения 351

Таблица 37. Физическне свойства пропана на линин насыщения —

Стр.

Таблица 38. Зависимость давления от температуры для пропана на линии насыщения 351

Таблица 39. Физические свойства пентана на линии насыщения 352

Таблица 40. Упругость паров пентана на линии насыщения . . — —

Таблица 41. Физические свойства гептана на линии насыщения —

Таблица 42. Физические свойства бензола на линии насыщения 353

Таблица 43. Физические свойства паров спиртов при атмосферном давлении . . . . . —

Таблица 44. Физические свойства этилового спирта на линии насыщения 354

Таблица 45. Упругость паров этилового спирта на линии насыщения 355

Таблица 46. Теплопроводность паров этилового спирта при различных температурах и давлениях . . . . . —

Таблица 47. Теплопроводность этилового спирта 100%-ной концентрации при различных температурах и давлениях 356

Таблица 48. Удельный вес этилового спирта при различных давлениях и температурах (весовая концентрация спирта 95%) . . . . . —

Таблица 49. Теплоемкость c_p этилового спирта при различных давлениях и температурах (весовая концентрация спирта 95%) 357

Таблица 50. Теплоемкость c_p 95%-ного этилового спирта при сверхкритических параметрах 358

Таблица 51. Теплопроводность этилового спирта 91%-ной концентрации на линии насыщения 359

Таблица 52. Теплоемкость важнейших жидкостей c_p при $p=1$ *кГ/см*^{2} . . . . . —

Таблица 53. Удельный вес жидкостей и их насыщенных паров при различных температурах 360

Таблица 54. Теплопроводность некоторых жидкостей при различных температурах ($p=1$ *кГ/см*^{2}) 362

Таблица 55. Относительные изменения коэффициентов теплопроводности некоторых жидкостей в зависимости от давления . . . . . —

Таблица 56. Вязкость жидкостей при различных температурах ($p=1$ *кГ/см*^{2}) 363

Таблица 57. Относительное изменение коэффициентов вязкости жидкостей в зависимости от давления 364

Стр.

Таблица 58. Теплота парообразования ряда жидкостей при различных температурах 364
Таблица 59. Поверхностное натяжение различных жидкостей 365
Таблица 60. Физические свойства нефтяных масел 366
Таблица 61. Физическне свойства глицернна 367
Таблица 62. Основные физические константы органических и кремнийорганических теплоносителей . . . . . —
Таблица 63. Физические свойства днфенильной смеси ВОТ . . 368
Таблица 64. Физические свойства дифенила, дифенилового эфира и нафталина 370
Таблица 65. Основные физические константы низкокипящих жидкостей . . . . . —
Таблица 66. Физические характеристики азота 371
Таблица 67. Температуры, соответствующие давлениям насыщенных паров неорганических жидкостей 372
Таблица 68. Физические характеристики кислорода 374
Таблица 69. Удельный вес жидкого кислорода при разлнчных давлениях и температурах 375
Таблица 70. Теплоемкость жидкого кислорода при различных давлениях и температурах . . . . . —
Таблица 71. Теплопроводность кислорода при различных давлениях и температурах 376
Таблица 72. Теплоемкость жидкостей различных веществ иа линии насыщення . . . . . —
Таблица 73. Теплопроводность различных веществ 377
Таблица 74. Вязкость различных веществ . . . . . —
Таблица 75. Удельный вес на линии насыщення и теплота парообразования различных веществ 378
Таблица 76. Физические свойства твердых тел (элементов) при температуре 0° С 380
Таблица 77. Средняя теплоемкость металлов прн различных температурах 382
Таблица 78. Теплопроводность металлов и некоторых сплавов при различных температурах . . . . . —
Таблица 79. Теплопроводность сталей и никелевых сплавов при различных температурах 384
Таблица 80. Физические свойства некоторых жидких металлов 386
Таблица 81. Физические свойства ртутного пара прн атмосферном давленин 391
Таблица 82. Термодинамические свойства ртути и ртутного пара на линии насыщення . . . . . —
Таблица 83. Физнческне свойства различных технических материалов 392

Стр.

Таблица 84. Теплоемкость некоторых термоизоляционных материалов при 20° С 394

Таблица 85. Теплопроводность сухих термоизоляционных материалов при различных температурах 395

Таблица 86. Теплопроводность термоизоляционных материалов в завнсимости от влажности и температуры . . . —

Таблица 87. Степень чериоты полного нормального излучения для различных материалов 396

Таблица 88. Коэффициент поглощения различных материалов для солиечиых лучей 398

Таблица 89. Стандартные температуры . . . . . —

Таблица 90. Охлаждающие смеси для замораживания и охлаждающие ванны постоянной температуры . . . . . —

Таблица 91. Значения показательных и гиперболических функций 399

Литература 400

ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

x, y, z — координаты;

l [$м$] — линейный размер;

l_0 [$м$] — определяющий линейный размер тела;

L [$м$] — длина (высота) поверхности нагрева;

R [$м$] — радиус;

D, d [$м$] — диаметр;

n [$м$] — нормаль;

δ [$м$] — толщина;

h [$м$] — высота подпора жидкости, высота ребра и т. п.;

F [$м^2$] — площадь (поверхности нагрева и т. п.);

Ω [$м^2$] — площадь поперечного сечения;

δ [$м$] — толщина динамического пограничного слоя;

δ_T [$м$] — толщина теплового пограничного слоя;

δ^* [$м$] — толщина вытеснения;

δ^{**} [$м$] — толщина потери импульса;

δ_T^{**} — толщина потери теплосодержания;

τ [час.] — *время*;

τ [$кГ/м^2$] — касательные напряжения;

w [$м/сек$, $м/час$] — скорость течения (во всех размерных расчетных формулах скорость берется в $м/сек$);

$g = 9{,}81$ $м/сек^2$ — ускорение силы тяжести;

p [$кГ/м^2$] — давление;

Δp [$кГ/м^2$] — перепад давления на участке;

p_{H_2O} [$кГ/см^2$] — парциальное давление водяных паров;

r_{H_2O} — объемная доля водяных паров, численно равная парциальному давлению при общем давлении 1 $ата$;

t, °C — температура;

$T = 273 + t$, °K — абсолютная температура;

T'', t'' — температура насыщения пара;

T^*, °K — температура торможения;

$p_{кр}$, $T_{кр}$ — критическое давление и критическая температура, при которых плотности жидкости и ее пара равны;

Δt, °C — температурный напор, разность температур;

Q [*ккал/час*] — тепловой поток (иногда в смысле общего количества тепла Q [*ккал*]);

q [*ккал/м² час*] — плотность теплового потока (тепловая нагрузка, удельное тепловосприятие) поверхности теплообмена;

$q_{кр1}$ [*ккал/м² час*] — первая критнческая плотность теплового потока, при которой пузырьковое кипение сменяется пленочным;

$q_{кр2}$ — вторая критнческая плотность теплового потока, при которой пленочное кипение переходит в пузырьковое;

c [*ккал/кг·град*] — удельная теплоемкость;

c_p, c_v — удельная теплоемкость прн постоянном давленни и постоянном объеме;

$k = \frac{c_p}{c_v}$ — показатель адиабаты;

r [*ккал/кг*] — теплота парообразования;

r' [*ккал/кг*] — теплота плавления;

γ [*кг/м³*] — удельный вес;

ρ [*кг·сек²/м⁴*] — плотность среды;

σ [*кг/м*] — коэффициент поверхностного натяжения;

λ [*ккал/м·час·град*] — коэффнциент теплопроводности;

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$ [*м²/сек*] — коэффициент кинематической вязкости;

μ [*кг·сек/м²*] — коэффициент динамнческой вязкости;

$a = \lambda/c\gamma$ [*м²/сек*] — коэффициент температуропроводности;

a [*м/сек*] — скорость звука;

$\beta \left[\frac{1}{град}\right]$ — коэффициент объемиого расширения;

$A = \frac{1}{427}$ $[ккал/кгм]$ — тепловой эквивалент механической работы;

$B_0 = 848$ $[кг \cdot м/град]$ — уннверсальная газовая постояиная;

$B = \frac{B_0}{M}$ $[кг \cdot м/град]$ — газовая постоянная (M—молекулярный вес);

λ_m $[ккал/м \cdot час \cdot град]$ — коэффициеит турбулентной теплопроводности;

μ_m $[кг\,сек/м^2]$ — коэффициент турбулентной вязкости;

$\tau_{ст}$ $[кг/м^2]$ — касательные напряжения на твердой стенке, обтекаемой потоком;

$v^* = \sqrt{\frac{\tau_{ст}}{\rho}}$ $[м/сек]$ — „скорость касательного напряжения“;

ζ — коэффициент сопротивления;

$\zeta_{тр}$ — коэффициент сопротивления треиия при течеиин в трубе;

c_f, $\overline{c_f}$ — локальный и средний коэффициенты сопротивления трення на поверхности обтекаемого тела;

$\varphi = \frac{w}{v^*}$ — безразмерная скорость;

$\eta = \frac{v^* y}{\nu}$ — безразмерное расстояние от обтекаемой стенки в глубь потока;

χ — константа структуры турбулентного потока с значительным поперечным граднентом скорости;

ε_* — константа структуры турбулеитного потока с незначнтельным поперечным градиентом скорости;

α $[ккал/м^2\,град \cdot час]$ — коэффициент теплоотдачи;

k $[ккал/м^2\,град \cdot час]$ — коэффнциент теплопередачи;

R^* $[м^2\,град \cdot час/ккал]$ — термическое сопротивление;

E $[ккал/м^2\,час]$ — энергия излучения;

I_λ $[ккал/м^3\,час]$ — интенсивность излучеиия в иитервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$;

λ $[м$ или $мм]$ — длина волны;

$\sigma_0 = 4{,}96 \cdot 10^{-8}$ $ккал/м^2 час\,°K^4$ — коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$\sigma = \varepsilon\sigma_0$ — коэффициент излучения (ε — степень черноты тела);

Индексы:

$ст$ — стенка (твердая поверхность);

$т$ — турбулентный;

$Т$ — тепловой;

$от$ — относительный;

$кр$ — критический;

$гр$ — граничный;

$к$ — конвективный;

$л$ — лучистый, передаваемый излучением;

n — нормаль;

0 — показывает, что величина взята в некоторой масштабной точке (сечении и т. п.) системы;

$\rightarrow$ над буквой — знак вектора;

— над буквой — знак осреднения;

$''$ — паровая фаза; $'$ — жидкая фаза; } при рассмотрении газо-жидкостной системы

Часто встречающиеся относительные координаты:

$$\omega = \frac{w}{w_0}$$ — безразмерная скорость течения;

$$\xi = \frac{R}{R_0}$$ — относительный радиус;

$$\vartheta = \frac{t_1 - t}{t_1 - t_2}$$ — относительный температурный напор;

$$\pi = \frac{p - p_2}{p_1 - p_2}$$ — относительный перепад давления;

$$\xi_x = \frac{x}{l_0};\ \xi_y = \frac{y}{l_0};\ \xi_z = \frac{z}{l_0}$$ — относительные координаты.

НЕКОТОРЫЕ СПРАВОЧНЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ФОРМУЛЫ

U — скаляр; $\vec{V}$ — вектор; $\vec{\omega}$ — скорость перемещения; τ — время. Оператор Лапласа (лапласиан) Δ (иначе $\nabla\nabla$, ∇^2).

$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$ — декартовы координаты.

Градиент скалярного поля (вектор):

$$\nabla U = \operatorname{grad} U = \frac{\partial U}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial U}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial U}{\partial z}\vec{k};$$

$$|\operatorname{grad} U| = \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2};$$

$\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ — орт вектора (единичный вектор).

Дифференциал скалярного поля — полный дифференциал функции U:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x}\,dx + \frac{\partial U}{\partial y}\,dy + \frac{\partial U}{\partial z}\,dz.$$

Дивергенция или расхождение поля вектора $\vec{V}$ ($\operatorname{div}\vec{V}$ или $\nabla\vec{V}$) — скаляр:

$$\operatorname{div}\vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z},$$

где V_x, V_y, V_z — проекции вектора $\vec{V}$ на оси координат.

Ротация вектора $\vec{V}$ — вектор:

$$\operatorname{rot}\vec{V} = \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}\right)\vec{k}.$$

Дифференциальный оператор (оператор Гамильтона) ∇ заменяет символы градиента, дивергенции и ротации:

$$\nabla U = \operatorname{grad} U;\quad \nabla\vec{V} = \operatorname{div}\vec{V};\quad \nabla\times\vec{V} = \operatorname{rot}\vec{V}.$$

Выражения в декартовых координатах:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k};$$

$$\operatorname{div} U\vec{V} = \nabla\{U\vec{V}\} = (\vec{V}\ \operatorname{grad} U) + U \operatorname{div}\vec{V};$$

$$(\vec{a}\nabla)\vec{V} = (\vec{a}\ \operatorname{grad})\vec{V};$$

$$\nabla\{\nabla U\} = \operatorname{div}\operatorname{grad} U = \Delta U;$$

$$\nabla\{\nabla\vec{V}\} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{V}.$$

Здесь $\Delta\vec{V} = \{\nabla\nabla\vec{V}\}$ — оператор Лапласа, примененный к вектору $\vec{V}$:

$$\Delta\vec{V} = \Delta V_x\vec{i} + \Delta V_y\vec{j} + \Delta V_z\vec{k} = \left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}\right)\vec{i} +$$

$$+\left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2}\right)\vec{k}.$$

Уравнение Лапласа. Разыскание скалярного поля U, для которого $\Delta U = 0$ ($\operatorname{div}\operatorname{grad} U = 0$), приводит к уравненню в частных производных:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0$$

или на плоскостн

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0.$$

Функции, удовлетворяющие этому уравнению (непрерывные и имеющие непрерывные частные производные первого и второго порядков) называются функциями Лапласа или гармоническимн функциями.

Субстанциональиая производная

$$\frac{DU}{d\tau} = \frac{\partial U}{\partial\tau} + (\vec{\omega},\ \operatorname{grad} U) =$$

$$= \frac{\partial U}{\partial\tau} + \omega_x\frac{\partial U}{\partial x} + \omega_y\frac{\partial U}{\partial y} + \omega_z\frac{\partial U}{\partial z};$$

$$\frac{D\vec{V}}{d\tau} = \frac{\partial\vec{V}}{\partial\tau} + (\vec{\omega},\ \operatorname{grad}\vec{V}).$$

Компонента $\frac{D\vec{V}}{d\tau}$ по одной из координат

$$\frac{DV_x}{d\tau} = \frac{\partial V_x}{\partial\tau} + \omega_x\frac{\partial V_x}{\partial x} + \omega_y\frac{\partial V_x}{\partial y} + \omega_z\frac{\partial V_x}{\partial z}.$$

Диссипативная функция

$$\text{Diss}\, F(\vec{w}) = 2\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2\right]+$$

$$+\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_x}{\partial z}+\frac{\partial w_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial z}\right)^2-$$

$$-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}+\frac{\partial w_y}{\partial y}+\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2.$$

Гиперболические функции

$$\text{sh}\, x = \frac{e^x - e^{-x}}{2};\quad \text{ch}\, x = \frac{e^x + e^{-x}}{2};$$

$$\text{th}\, x = \frac{\text{sh}\, x}{\text{ch}\, x} = \frac{1 - e^{-2x}}{1 + e^{-2x}}$$

(таблицу гиперболических функций см. в приложении).

Интеграл вероятности

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}}\,dt,$$

иногда интеграл вероятности (функция Крампа)

$$\text{erf}\, x = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}dt = \Phi(x\sqrt{2});$$

$$\text{erf}\, x = -\text{erf}\,(-x);\ \text{erf}\pm\infty = \pm 1;\ \text{erfc}\, x = 1 - \text{erf}\, x.$$

Экспонента

$$\exp x = e^x.$$

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И УРАВНЕНИЯ

1-1. Способы переноса теплоты

Тепловым потоком называется поток внутренней энергии, передаваемой от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой в результате их соприкосновения или взаимной облученности через некоторую среду, прозрачную для теплового (температурного) излучения.

Существуют три способа переноса тепла:

1. Теплопроводность (кондукция)—процесс распространения тепла только вследствие теплового движения структурных частиц вещества (молекул, атомов, свободных электронов). В чистом виде теплопроводность имеет место в твердых телах и в весьма тонких, неподвижных слоях жидкости или газа.

2. Конвекция — процесс распространения тепла в результате теплопроводности и непосредственного перемещения молярных (т. е. состоящих из большого количества молекул) частей среды из одной области пространства в другую. Конвективный перенос тепла имеет место в движущихся жидкостях, газах, сыпучих телах.

3. Излучение (радиация) — процесс передачи тепла от одного тела к другому путем электромагнитных колебаний через промежуточную прозрачную для теплового излучения среду. В этом процессе часть внутренней энергии излучающего тела превращается в лучистую энергию, распространяющуюся через электромагнитное поле и вновь трансформирующуюся в энергию теплового движения структурных частиц при падении на второе (облучаемое) тело.

1-2. Теплоотдача и теплопередача

Теплоотдачей называется процесс теплообмена между твердой стенкой (телом) и обтекающей ее жидкой (газообразной) средой.

Теплопередачей называется процесс теплообмена между двумя средами, разделенными некоторой перегородкой (обычно физической),

Для практических расчетов стационарных процессов теплоотдачи и теплопередачи исторически установились формулы:

$$Q = \alpha (\overline{t}_{cm} - \overline{t}) F\tau; \tag{1-1}$$

$$Q = k (\overline{t}_1 - \overline{t}_2) F\tau. \tag{1-2}$$

Здесь Q [*ккал*] — количество тепла, отданного или приобретенного потоком жидкости;[1]

F [$м^2$] — поверхность обтекаемой стенки;

τ [час.] — время (длительность процесса);

$\overline{t}_{cm}$, °С — средняя температура стенки;

$\overline{t}$, °С — средняя температура жидкости;

$\overline{t}_1$, $\overline{t}_2$, °С — средние температуры греющей и обогреваемой сред.

Множители пропорциональности α и k в формулах (1-1) и (1-2) имеют размерность *ккал/м² град·час* и называются, соответственно, коэффициентом теплоотдачи и коэффициентом теплопередачи.

Формулы (1-1) и (1-2) не отражают действительной зависимости теплового потока от температуры, физических свойств и размеров тел, находящихся в тепловом взаимодействии, а являются некоторым формальным расчетным приемом, переносящим все трудности расчета теплопередачи на определение величин α и k, которые зависят от размеров поверхности теплообмена и разности температур (температурного напора) слабее, чем тепловой поток Q.

Термическим сопротивлением называются величины, обратные коэффициентам теплоотдачи и теплопередачи, т. е.

$$R_\alpha^* = \frac{(\overline{t}_{cm} - \overline{t}) F\tau}{Q} = \frac{1}{\alpha}; \tag{1-3}$$

$$R_k^* = \frac{(\overline{t}_1 - \overline{t}_2) F\tau}{Q} = \frac{1}{k}. \tag{1-4}$$

Термическое сопротивление сложной системы равно сумме термических сопротивлений ее частей, т. е.

$$R_k^* = \sum_n R_{\alpha_i}^*. \tag{1-5}$$

Разности температур типа $\Delta t = t_1 - t_2$ называются температурными напорами.

1-3. Основное уравнение распространения тепла в вещественной среде

Основным вопросом теории теплопередачи является исследование зависимости между распределением температур в рассматриваемой системе возникающими в ней тепловыми потоками.

[1] В дальнейшем, при отсутствии специальной оговорки, под потоком понимается поток жидкой или газообразной среды.

Температурным полем называется совокупность мгиовенных значений температуры во всех точках рассматриваемого пространства. Температурное поле является скалярным.

Графически температурное поле изображается изотермическими поверхностями, являющимися геометрическим местом точек с одной и той же температурой.

Градиентом температур иазывается вектор

$$\operatorname{grad} t = \frac{\partial t}{\partial n}, \tag{1-6}$$

где n — нормаль к изотермической поверхности.

Градиент температур определяет наибольшее изменение температуры по направлению в данной точке.

Температурный градиент как производная существует только тогда, когда поле температур является непрерывным, а функция

$$t = t(x, y, z, \tau), \tag{1-7}$$

выражающая математически это поле, непрерывна и дифференцируема в данной области.

Таким образом, скалярному полю температур соответствует векторное поле градиентов температур, а возникновение теплового потока обусловливается неравенством $\operatorname{grad} t \neq 0$.

Вектором теплового потока $\vec{q}$ называется тепловой поток, проходящий по нормали к единице изотермической поверхности в единицу времени. Вектор теплового потока направлен от бо́льших к меньшим температурам, т. е. в обратную сторону по отношению к $\operatorname{grad} t$. В общем случае тепловой поток через некоторую элементарную площадку равен:

$$d^2\vec{Q} = \vec{q}\, dF\, d\tau. \tag{1-8}$$

Из кинетической теории вещества М. В. Ломоносова непосредственно следует, что передаваемое количество движения молекул пропорционально разности их кинетических энергий в рассматриваемых областях тела, т. е. пропорционально разности температур этих областей. Формально в математическую физику это положение было введено в виде уравнения Био—Фурье [Л. 3]:

$$\vec{q} = -\lambda \operatorname{grad} t. \tag{1-9}$$

Здесь знак минус показывает взаимно-обратную иаправленность векторов теплового потока и градиента температур, а множитель пропорциональности λ рассматривается как физическая характеристика[1] тела и называется коэффициентом теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности изотропных тел является функцией температуры и, в значительно более слабой степени, давления. В кристаллах величина λ различна в направлениях различных осей кристалла.

[1] Применяемый часто термин „физические константы" иеточен, так как физические характеристики тела не являются постоянными.

Обычно в тепловых расчетах коэффициент теплопроводности и другие физические характеристики, входящие в соответствующие уравнения, считают постоянными, относя их значения к некоторым осредненным параметрам процесса.

Основное дифференциальное уравнение распространения тепла в вещественной среде выводится из первого начала термодинамики и уравнения (1-9). Это уравнение для изотропной среды имеет вид [Л. 1-1, 1-2]:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + q_v + A\mu \operatorname{Diss} F(\vec{w}) = c\gamma \frac{Dt}{d\tau} - A \frac{Dp}{d\tau}. \qquad (1\text{-}10)$$

В этом уравнении

γ [кг/м³] — удельный вес среды;

c [ккал/кг·град] — удельная теплоемкость среды при данном (в термодинамическом смысле) процессе; при течении идеального газа $c = c_p$;

μ [кг·час/м²] — коэффициент динамической вязкости среды;

λ [ккал/м·град·час] — коэффициент теплопроводности среды;

w [м/час] — скорость течения среды в данной точке в данный момент времени (действительная или актуальная скорость течения);

p [кГ/м²] — давление в данной точке в данный момент времени;

t, °С — температура среды в данной точке в данный момент времени;

τ [час.] — время;

q_v [ккал/м³ час] — плотность внутреннего источника (стока) тепла;

$A = \frac{1}{427}$ ккал/кгм — тепловой эквивалент механической работы.

Символы векторного исчисления см. стр. 19—21.

Если в качестве единицы времени принять секунду (что обычно делается в гидродинамике), то скорость w будет измеряться в м/сек, динамическая вязкость μ — в кг·сек/м², теплопроводность λ — в ккал/м·град·сек и плотность внутреннего источника q_v — в ккал/м³ сек.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ПОДОБИЕ ТЕПЛОВЫХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

2-1. Значение эксперимента

Точное решение сложных уравнений, описывающих процессы теплообмена, возможно только в редких случаях. Обычно удается получить лишь приближенные решения, основанные на введении тех или иных допущений, существенно упрощающих исходные уравнения. Такие решения не могут быть положены в основу технических

расчетов без тщательной проверки и корректировки путем сопоставления результатов вычислений с данными соответствующих опытов.

В тех случаях, когда последовательное аналитическое решение оказывается невозможным, эксперимент остается единственным путем для получения необходимых количественных соотношений. В экспериментах изучаются некоторые единичные явления, и их результаты необходимо обобщить по возможности наиболее полно. В связи с этим вопрос о методах обобщения экспериментальных данных имеет весьма существенное теоретическое и практическое значение.

Понятие о подобии физических процессов дает возможность обобщения результатов отдельных опытов на все явления, подобные исследованному. Кроме того, метод подобия дает правила моделирования физических процессов. Эти правила позволяют заменить экспериментальное исследование образца исследованием его модели, выполненной в масштабе, удобном для экспериментирования.

2-2. Анализ размерностей

Метод подобия основывается на том общем и не требующем специального доказательства соображении, что решение физических задач не должно зависеть от случайного выбора системы мер.

Выбор той или иной системы мер может отражаться только на величине численных коэффициентов уравнений, но отнюдь не на их структуре. Уравнения процесса, представленные в безразмерном виде, одни и те же для различных систем мер.

Безразмерные характеристики некоторого физического процесса можно получить двумя путями:

а) Вводя отношение текущей величины данного параметра к величине этого параметра в некоторой масштабной точке (сечении и т. п.) системы, в определенный момент времени.

Примеры. 1. Текущая координата x, направленная по оси трубы, в безразмерной форме может быть представлена величиной $\xi = \frac{x}{D}$, где D — диаметр трубы. 2. Разность температур охлаждаемого тела t и охлаждающей среды t_0 в безразмерной форме может быть представлена величиной $\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0}$, где $t_1 - t_0$ — температурный напор в начальный момент процесса.

Величины типа D и $t_1 - t_0$ называются масштабом данного параметра в рассматриваемой системе.

б) Путем комбинирования в безразмерные комплексы нескольких разноименных параметров, характеризующих рассматриваемый процесс.

Пример. Гидродинамический режим изотермического потока жидкости характеризуется совокупностью трех размерных величин l, w, ν. Безразмерная комбинация этих величин $\frac{wl}{\nu}$ дает критерий гидродинамического режима (число Рейнольдса).

Наибольшее число безразмерных комплексов, характеризующих данный процесс, определяется [Л. 2-4] формулой:

$$i = n - m. \tag{2-1}$$

Здесь n — число размерных параметров, характеризующих процесс;
m — число первичных размерностей.

Пример. Коэффициент теплоотдачи α [*ккал/м² град·час*] жидкости, текущей в круглой трубе, зависит от следующих величин: средней расходной скорости течения жидкостн w [*м/час*], динамической вязкости жидкости μ [*кг·час/м²*], удельной теплоемкости жидкости c [*ккал/кг·град*], коэффициента теплопроводности жидкости λ [*ккал/м·град·час*], удельного веса жидкости γ [*кг/м³*], диаметра трубы D [*м*], длины трубы L [*м*], ускорения силы тяжести g [*м/час²*].

В данном случае число размерных параметров процесса (включая α) $n = 9$, число первичных размерностей (килокалория, килограмм, метр, градус, час) $m = 5$. Число безразмерных комплексов, характеризующих этот процесс, по формуле (2-1) равно:

$$i = 9 - 5 = 4.$$

Обычно перечисленные величины комбинируют в следующие комплексы:

$$\left\{\mathrm{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda};\ \mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a};\ \mathrm{Re} = \frac{wD}{\nu};\ \frac{L}{D}\right\}. \tag{2-2}$$

Здесь $\nu = \dfrac{g\mu}{\gamma}$ — коэффициент кинематической вязкости и

$a = \dfrac{\lambda}{c\gamma}$ — коэффициент температуропроводности.

Как видно из этого примера, число безразмерных параметров процесса меньше числа размерных параметров, а их велнчина не зависит от выбора системы мер.

Подобными называются физические процессы, прн которых поля одноименных безразмерных параметров геометрически тождественны. Это означает, что значения одноименных размерных параметров в сходственных точках подобных систем отличаются друг от друга иа один и тот же постоянный множитель, называемый множителем преобразования.

2-3. Определяющие и неопределяющие критерии подобия

Определяющими критериямн называются безразмерные комплексы, составленные только из величин, входящих в условия однозначности процесса.

Условия однозначности являются расширенным перечнем краевых условий и определяют следующие признаки явления:

1) геометрические свойства системы, в которой протекает исследуемый процесс;

2) существенные для этого процесса физические характеристики тел, образующих систему;

3) начальное состояние системы;

4) условия на границах системы втечение процесса.

Неопределяющими критериями называются комплексы, включающие в себя величины, не входящие в условия однозначности.

Иначе говоря, неопределяющие критерии являются безразмерными зависимыми переменными, а определяющие критерии являются безразмерными независимыми переменными.

2-4. Основное правило теории подобия

Каждый из неопределяющих критериев является функцией совокупности определяющих критериев.

Пример. Интенсивность теплоотдачи при установившемся течении жидкости с постоянными физическими свойствами в круглой трубе однозначно определяется совокупностью величин:

$$\{\lambda, c, \gamma, \mu, g, w, D, L\}. \qquad (2\text{-}3)$$

Таким образом, эти величины являются условиями однозначности данного процесса, а критерии, составленные только из этих величин, являются определяющими. Следовательно, в системе критериев (2-2) первый критерий (неопределяющий) является функцией трех остальных критериев:

$$\mathrm{Nu} = f\left(\mathrm{Pr};\ \mathrm{Re};\ \frac{L}{D}\right). \qquad (2\text{-}4)$$

Эта зависимость является основной в теории конвективного теплообмена при вынужденном течении однородной среды.

Из основного правила метода подобия вытекает основное правило моделирования [Л. 2-1, 2-2]: подобными являются процессы одной физической природы, имеющие подобные условия однозначности и численно одинаковые одноименные определяющие критерии.

2-5. Правило комбинирования критериев; число определяющих критериев

Пусть имеется система критериев (определяющих и неопределяющих)

$$\{K_1, K_2, K_3, \ldots, K_n\}. \qquad (2\text{-}5)$$

Этой системе эквивалентна любая система, состоящая из взаимных комбинаций критериев K_i, при условии, что общее число критериев остается неизменным.

Пример. Системе критериев

$$\{\mathrm{Nu}, \mathrm{Pe}, \mathrm{Re}\} \qquad (2\text{-}6$$

эквивалентна система критериев

$$\{\mathrm{Nu}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Re}\} \qquad (2\text{-}6а)$$

или система

$$\left\{ \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Pe}}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Re} \right\}, \tag{2-6б}$$

так как

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mathrm{Pe}}{\mathrm{Re}}.$$

При анализе условий подобия иеобходимо выявить все определяющие критерии рассматриваемого процесса.

Число определяющих критериев равно разности между числом независимых переменных данного процесса и числом первичных размерностей (мер), из которых они составлены [Л. 2-3].

Если имеются уравнения процесса, то независимые переменные, входящие в данный член уравнения в виде произведений или отношений, рассматриваются как одна величина со своей результативной размерностью.

Пример. Процесс теплоотдачи при свободной конвекции определяется следующими уравнениями:

$$\left.\begin{gathered} a\nabla^2 t = (\vec{w}, \operatorname{grad} t); \\ \vec{g}\rho\beta\Delta t - \operatorname{grad} p_\partial + \mu\nabla^2 \vec{w} = \rho(\vec{w}, \operatorname{grad})\vec{w}; \\ \operatorname{div} \vec{w} = 0. \end{gathered}\right\} \tag{2-7}$$

Независимыми переменными являются величины

$$a\ [м^2/час];\ \vec{g}\rho\beta\Delta t\ [кг/м^3];\ \mu\ [кг \cdot час/м^2];\ \rho\ [кг \cdot час^2/м^4]$$

и линейный размер (координата) $l\ [м]$. Основные меры: метр, килограмм, час. Отсюда число определяющих критериев этого процесса равно:

$$5 - 3 = 2.$$

Обычно указанные величины комбинируют в критерии:

$$\left.\begin{gathered} \mathrm{Gr} = \frac{gl^3}{\nu^2}\beta\Delta t; \\ \mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a}. \end{gathered}\right\} \tag{2-8}$$

При исследовании теплоотдачи определяемый критерий получаем из уравнения:

$$\alpha\Delta t = (-\lambda \operatorname{grad} t)_{cm},$$

которое дает критерий $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha}{\lambda} l$.

Отсюда следует, что при свободной конвекции

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Pr}, \mathrm{Gr}). \tag{2-9}$$

В табл. 2-1 приводятся основные критерии теории теплообмена.

Таблица 2-1

Основные критерии теории теплообмена

Критерий	Символ	Наименование	Основной физический смысл
$\frac{a\tau}{l^2}$	Fo	Критерий тепловой гомохронности (критерий Фурье)	Характеризует связь между скоростью изменения температурного поля, физическими характеристиками и размерами тела
$\frac{w\tau}{l}$	Ho	Критерий гидродинамической гомохронности	Характеризует скорость изменения поля скоростей течения среды во времени
$\frac{wl}{\nu}$	Re	Критерий режима течения (критерий Рейнольдса)	Характеризует гидродинамический режим потока (в частности, турбулентность), являясь мерой отношения в последнем сил инерции и молекулярного трения
$\frac{w^2}{gl}$	Fr	Критерий гравитационного подобия (критерий Фруда)	Является мерой отношения сил инерции и тяжести в однородном потоке
$\frac{wl}{a}$	Pe	Критерий теплового подобия (критерий Пекле)	Является мерой отношения молекулярного и конвективного переносов тепла в потоке
$\frac{\nu}{a} = \frac{\mathrm{Pe}}{\mathrm{Re}}$	Pr	Критерий подобия температурных и скоростных полей (критерий Прандтля)	Является мерой подобия температурных и скоростных полей в потоке (при $\mathrm{Pr} = 1$ и $\mathrm{grad}\ p = 0$ поля температур и скоростей течения точно подобны друг другу)
$\frac{\Delta p}{\rho w^2}$	Eu	Критерий подобия полей давления (критерий Эйлера)	Является мерой отношения сил давления и инерции в потоке
$\frac{gl^3}{\nu^2} = \frac{\mathrm{Re}^2}{\mathrm{Fr}}$	Ga	Критерий подобия полей свободного течения (критерий Галилея)	Является мерой отношения сил молекулярного трения и тяжести в потоке. В форме $\mathrm{Gr} = \beta\Delta t\,\mathrm{Ga}$ (критерий Грасгофа) характеризует взаимодействие молекулярного трения и подъемной силы, обусловленной различием плотностей в отдельных точках неизотермического потока. В форме $\mathrm{Ar} = \frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'}\mathrm{Ga}$ (критерий Архимеда) характеризует взаимодействие сил молекулярного трения и архимедовой силы, обусловленной различием плотностей в отдельных областях данной системы
$\frac{w}{a}$ a — скорость звука	M	Критерий газодинамического подобия (критерий Маха—Маевского)	Является мерой отношения между скоростью течения среды и скоростью распространения в ней упругих колебаний (для газа — средней скорости теплового движения молекул)

Продолжение табл. 2-1

Критерий	Символ	Наименование	Основной физический смысл
$\frac{r}{c\Delta t'}$ $\frac{r}{i_{ne}-i''}$	K	Критерий теплового подобия при физико-химических превращениях	Является мерой отношения теплового потока, идущего на фазовое превращение вещества, к теплоте перегрева (переохлаждения) одной из фаз. В форме $\frac{q}{r\gamma w}=\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{K\,Pe}}$ является мерой отношения скорости фазового превращения $\frac{q}{r\gamma}$ к скорости течения данной фазы $\left(\text{часто входит в формулы в виде } \frac{q}{r\gamma'' w}=\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{K\,Pe}}\frac{\gamma'}{\gamma''}\right)$. В форме $\frac{ql}{r\gamma\nu}=\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{K\,Pr}}$ является мерой отношения инерционных сил в потоке, возникающих под влиянием процесса фазового превращения, к силам внутреннего трения, т. е. представляет собой специфическую форму критерия Рейнольдса
$\frac{\sigma}{(\gamma'-\gamma'')\,l^2}$	We	Критерий поверхностного натяжения (критерий Вебера)	Является мерой соотношения силы поверхностного натяжении и силы тяжести
$\frac{\alpha l}{\lambda}$	Nu	Безразмерный коэффициент теплоотдачи (критерий Нуссельта)	Характеризует связь между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока
$\frac{\alpha}{c\gamma w}=\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Pe}}$		Критерий конвективного переноса тепла	Является мерой отношения интенсивности теплоотдачи и удельного теплосодержания потока
$\frac{\alpha l}{\lambda_{cm}}$	Bi	Критерий краевого подобия (критерий Био)	Характеризует связь между полем температур в твердом теле и условиями теплоотдачи на его поверхности
$\frac{(r\gamma'')^2}{AcT''\gamma'\sqrt{\sigma(\gamma'-\gamma'')}}$	K_t	Критерий температуры насыщения	Является мерой влияния кривизны поверхности раздела фаз на температуру насыщения
$\frac{p}{\sqrt{\sigma(\gamma'-\gamma'')}}$	K_p	Критерий давления	Характеризует отношение абсолютного давления в системе к скачку давления на границе раздела фаз
$\frac{wc_p\gamma}{\sigma_0 T^3}$	Bo	Критерий радиационного теплообмена (критерий Больцмана)	Характеризует соотношение между теплосодержанием газов и тепловым потоком, излучаемым на поверхности ограждения
$\sqrt{\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{3\,w_0^2}}$	Ka	Критерий турбулентности (критерий Кармана)	Является мерой турбулентности потока

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

УСТАНОВИВШИЙСЯ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

3-1. Общие положения

В неподвижной среде установившийся (стационарный) тепловой поток определяется уравнением:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + q_v = 0, \tag{3-1}$$

которое следует из (1-10) при $w = 0$ и $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$; обозначения см. (1-10).

При $\lambda = \text{const}$ и $q_v = 0$ уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\nabla^2 t = 0. \tag{3-2}$$

Тепловой поток через поверхность теплообмена определяется по уравнению:

$$Q = (-\lambda \operatorname{grad} t) F\tau. \tag{3-3}$$

При $q_v = 0$ и $\lambda = \lambda(t)$ уравнение (3-1) приводится к виду [Л. 3-2]:

$$\nabla^2 \Phi = 0, \tag{3-4}$$

где

$$\Phi = \int_{t_1}^{t} \lambda \, dt.$$

Из сопоставления (3-2) и (3-4) следует, что:

а) изотермам при $\lambda = \text{const}$ соответствуют линии равных значений функции Φ при $\lambda = \lambda(t)$;

б) тепловой поток при $\lambda = \lambda(t)$ определяется решением для $\lambda = \text{const}$ при подстановке в это решение значения

$$\overline{\lambda} = \frac{1}{t_1 - t_2} \int_{t_1}^{t_2} \lambda \, dt. \tag{3-5}$$

Граничные пространственные краевые условия к уравнению распространения тепла могут задаваться несколькими различными способами в зависимости от имеющихся сведений о тепловом состоянии на поверхности рассматриваемого тела:

а) Граничное условие первого рода сводится к заданию распределения температуры на поверхности как функции координат и времени:

$$t_{cm} = t_{cm}(x, y, z, \tau). \tag{3-6}$$

В ряде практически важных задач оказывается возможным считать, что температура на поверхности имеет некоторое постоянное значение.

б) Граничное условие второго рода сводится к заданию теплового потока, проходящего через поверхность, как функции координат и времени:

$$q_{cm} = q_{cm}(x, y, z, \tau). \tag{3-7}$$

в) Граничное условие третьего рода сводится к заданию температуры окружающей среды t_0 и закона теплообмена на поверхности тела α.

В этом случае

$$t_{cm} = t_0 + \frac{q_{cm}}{\alpha} \tag{3-8}$$

и, соответственно, градиент температур в теле у его поверхности

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{cm} = -\frac{\alpha}{\lambda_{cm}}(t_{cm} - t_0). \tag{3-9}$$

Величина $\delta_\alpha = \frac{\lambda_{cm}}{\alpha}$ [м] называется дополнительной стенкой. Физический смысл этого термина заключается в том, что δ_α равна толщине слоя, имеющего ту же теплопроводность, что и рассматриваемое тело, в котором, при данном потоке q_{cm}, имеет место температурный напор $t_{cm} - t_0$.

Пример. Определить тепловые потери через однослойную цилиндрическую изоляцию, пренебрегая потерей тепла с торцов.

Уравнение (3-2) в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial t}{\partial R} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0, \tag{3-10}$$

где φ — угол поворота,
R — текущий радиус и
z — ось цилиндра.

В силу симметрии задачи $\frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0$. Для протяженного ($L \gg D$) цилиндра с постоянной температурой на поверхности $\frac{\partial t}{\partial z} = 0$.

При этих условиях уравнение (3-10) можно переписать в обыкновенных дифференциалах:

$$\frac{d^2t}{dR^2} + \frac{1}{R}\frac{dt}{dR} = 0. \qquad (3\text{-}11)$$

При принятых условнях о симметричности задачи и большой протяженности цилиндра граничные условия таковы: $t = t_1$ на радиусе R_1 и $t = t_2$ — на радиусе R_2 (граничные условия первого рода). Интегрируя, получаем:

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln\frac{R_2}{R_1}} \ln\frac{R}{R_1} \ [^\circ \text{C}]. \qquad (3\text{-}12)$$

Тепловой поток через один погонный метр изоляции равен:

$$q^* = -\lambda\left(\frac{dt}{dR}\right)_{R_1} \cdot 2\pi R_1 = \frac{2\pi\lambda\,(t_1 - t_2)}{\ln\frac{R_2}{R_1}} \ [ккал/м \cdot час]. \qquad (3\text{-}13)$$

Для расчета стационарной теплопроводности в сложных телах широкое применение получили методы конформных преобразований, наложения полей и др. [Л. 3-10, 3-13].

3-2. Теплопроводность через плоскую стенку

Тепловой поток равен:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{cm1} - t_{cm2})\,F \ [ккал/час]. \qquad (3\text{-}14)$$

Термическое сопротивление, отнесенное к 1 $м^2$ поверхности стенки, равно:

$$R_\delta^* = \frac{\delta}{\lambda}. \qquad (3\text{-}15)$$

Коэффициент теплопередачи через миогослойную плоскую стенку

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \ [ккал/м^2\ град \cdot час]. \qquad (3\text{-}16)$$

Температура на внешних поверхностях многослойной стенки

$$\left.\begin{aligned} t_{cm1} &= t_1 - \frac{k}{\alpha_1}(t_1 - t_2) \ [^\circ \text{C}]; \\ t_{cm,n+1} &= t_2 + \frac{k}{\alpha_2}(t_1 - t_2) \ [^\circ \text{C}]. \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}17)$$

. Температура на стыке m и $m+1$ слоев

$$t_{cm,m+1} = t_1 - k\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=m}\frac{\delta_i}{\lambda_i}\right)(t_1 - t_2)\,[^\circ\,\mathrm{C}]. \qquad (3\text{-}18)$$

В этих формулах

α_1, α_2 [*ккал/м² град·час*] — коэффициенты теплоотдачи к стенке от греющей среды и от стенки к нагреваемой среде;

t_1, t_2, ° С — температуры греющей и нагреваемой сред.

Пример. Определить потери тепла через плоскую изоляцию толщиной в 50 *мм*, выполненную из асбеста с $\lambda = 0{,}15$ *ккал/м·час·град*. Известно, что $t_1 = 200^\circ$ С, $\alpha_1 = 10$ *ккал/м² град·час*, $t_2 = 25^\circ$ С, $\alpha_2 = 15$ *ккал/м² град·час*.

Коэффициент теплопередачи равен:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{10} + \frac{0{,}05}{0{,}15} + \frac{1}{15}} = 2{,}0 \text{ ккал/м² град·час}.$$

Тепловые потери с 1 $м^2$ изоляции

$$q = 2{,}0\cdot(200 - 25) = 350 \text{ ккал/м² час}.$$

Температура на внутренней поверхности изоляции равна:

$$t_{cm1} = 200 - \frac{2}{10}(200 - 25) = 165^\circ\,\mathrm{C};$$

на виешней:

$$t_{cm2} = 25 + \frac{2}{15}(200 - 25) = 48{,}4^\circ\,\mathrm{C}.$$

3-3. Теплспроводность через цилиндрическую стенку

Для однослойной стенки основные расчетные формулы (3-12) и (3-13).

Условный коэффициент теплопередачи (для одного погонного метра) через многослойную цилиндрическую изоляцию равен:

$$k^* = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha_1 D_1} + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{1}{2\lambda_i}\ln\frac{D_{i+1}}{D_i} + \frac{1}{\alpha_2 D_{n+1}}} \text{ ккал/м·град·час}. \qquad (3\text{-}19)$$

Здесь $D_i = 2R_i$ — внутренний диаметр i-го слоя.

Тепловой поток через изоляцию трубопровода, длиной L [*м*], равен:

$$Q = k^*(t_1 - t_2)L \text{ [ккал/час]}. \qquad (3\text{-}20)$$

При отнесении количества тепла к площади внутренней поверхности изоляции или к площади ее наружной поверхности имеем:

$$\left.\begin{aligned} Q &= k_1 (t_1 - t_2)\,\pi D_1 L \ \ [ккал/час]; \\ Q &= k_2 (t_1 - t_2)\,\pi D_2 L \ \ [ккал/час], \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}21)$$

где, соответственно,

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \frac{k^*}{\pi D_1} \ \ [ккал/м^2\ град \cdot час]; \\ k_2 &= \frac{k^*}{\pi D_2} \ \ [ккал/м^2\ град \cdot час]. \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}22)$$

При расчете однослойной цилиндрической стенки (трубы) с $\frac{D_2}{D_1} \leqslant 6$ коэффициент теплопередачи можно приближенно считать по формуле для плоской стенки, относя его к поверхности, рассчитанной по среднему диаметру трубы:

$$F_{ср} = \pi \frac{D_1 + D_2}{2} L.$$

В этом случае толщину стенки трубы, равную $\delta = \frac{D_2 - D_1}{2}$, при подстановке ее в формулу (3-16) следует умножить на поправочный коэффициент ε (рис. 3-1).

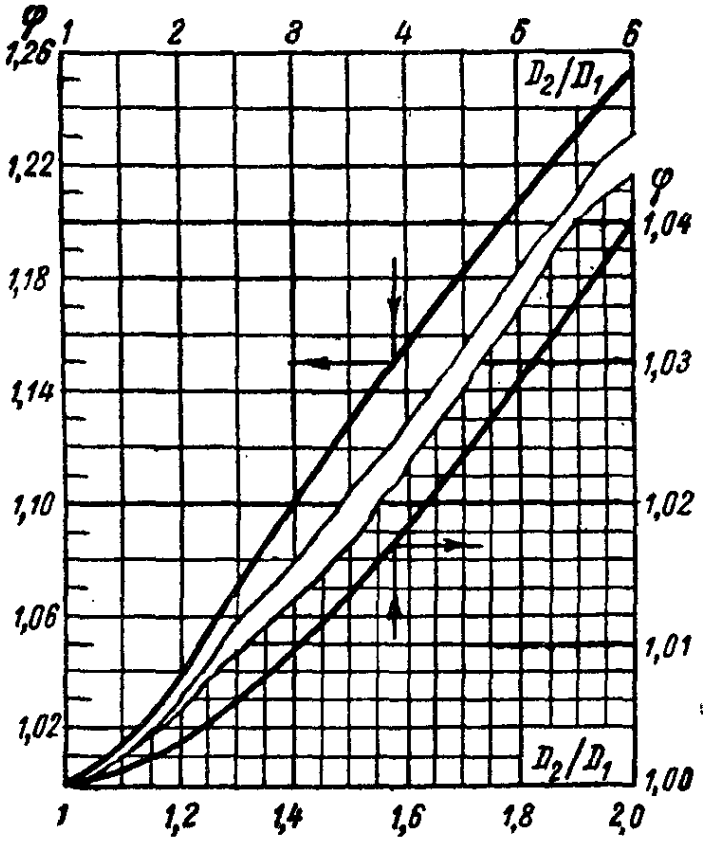


Рис. 3-1. Коэффициент формы для цилиндрической стенки

Температура на границе m и $m+1$ слоев многослойной цилиндрической стенки определяется формулой:

$$t_{ст,m+1} = t_1 - \frac{k^* (t_1 - t_2)}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 D_1} + \sum_{i=1}^{i=m} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{D_{i+1}}{D_i} \right). \qquad (3\text{-}23)$$

Цилиндрическая изоляция уменьшает тепловые потери трубы при условии, что

$$\frac{D_{из}}{D_2} - 1 < \frac{\alpha_2 D_{из}}{2\lambda_{из}} \ln \frac{D_{из}}{D_2}.$$

В этой формуле, относящейся к однослойной изоляции, D_2 — наружный диаметр изолируемого трубопровода, $D_{из}$ — наружный диа-

метр изоляции, $\lambda_{из}$ — коэффициент теплопроводности изоляции, α_2 — коэффициент теплоотдачи от поверхности изоляции в окружающую среду.

Наибольшие тепловые потери трубопровода имеют место тогда, когда

$$D_{из} = D_{из.кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}. \qquad (3\text{-}24)$$

В связи с этим однослойная изоляция должна иметь коэффициент теплопроводности

$$\lambda_{из} < \frac{\alpha_2}{2} D_{из}. \qquad (3\text{-}25)$$

3-4. Теплопроводность через шаровую стенку

Основные расчетные формулы для однородной шаровой стенки:

$$t_R = t_{ст1} - \frac{R - R_1}{R_2 - R_1}\frac{R_2}{R}(t_{ст1} - t_{ст2})\ [^\circ\text{C}], \qquad (3\text{-}26)$$

R_2 и R_1 — радиусы наружной и внутренней поверхностей стенки;

$$Q = \frac{4\pi\lambda(t_{ст1} - t_{ст2})}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}\ [ккал/час]. \qquad (3\text{-}27)$$

Тепловой поток через многослойную шаровую стеику

$$Q = \frac{4\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 R_1^2} + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{1}{\lambda_i}\left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_{i+1}}\right) + \frac{1}{\alpha_2 R_{n+1}^2}}\ [ккал/час]. \qquad (3\text{-}28)$$

Тепловой поток от шаровой поверхности с температурой t_1, погруженной в бесконечный массив с температурой t_2 и коэффициентом теплопроводности λ, имеет конечное значение, равное:

$$Q = 4\pi R\lambda(t_1 - t_2)\ [ккал/час]. \qquad (3\text{-}29)$$

3-5. Тепловые потери трубопровода в полуограниченном массиве

а) В однородный полуограниченный массив заложена труба диаметром $D = 2R$, температура стенки которой равна t_1. На поверхности массива поддерживается постоянная температура t_2. Расстояние по вертикали от поверхности массива до центра трубы (глубина залегания) равно h,

Температурное поле вокруг одиночной трубы описывается формулой [Л. 3-10]:

$$\frac{t-t_2}{t_1-t_2}=\frac{\ln\dfrac{x^2+(y+\sqrt{h^2-R^2})^2}{x^2+(y-\sqrt{h^2-R^2})^2}}{2\ln\left[\dfrac{h}{R}+\sqrt{\left(\dfrac{h}{R}\right)^2-1}\right]}. \qquad (3\text{-}30)$$

Ось x направлена перпендикулярно к продольной оси трубы и совпадает с поверхностью массива. Ось y перпендикулярна поверхности массива и проходит через центр трубы. Началом координат является точка пересечения оси y с поверхностью массива.

Тепловой поток с одного погонного метра одиночной трубы

$$q^*=\frac{2\pi\lambda(t_1-t_2)}{\ln\left[\dfrac{h}{R}+\sqrt{\left(\dfrac{h}{R}\right)^2-1}\right]}\ [ккал/м\cdot час]. \qquad (3\text{-}31)$$

б) Температурное поле вокруг бесконечного ряда труб радиуса R с одинаковой температурой t_1, расположенных в полуограниченном массиве на одной и той же глубине h и с одинаковым расстоянием между осями s, описывается формулой [Л. 3-6, 3-10]:

$$\frac{t-t_2}{t_1-t_2}=\frac{\ln\dfrac{\operatorname{ch}\left[\dfrac{2\pi}{s}(\sqrt{h^2-R^2}+y)\right]-\cos\left(\dfrac{2\pi x}{s}\right)}{\operatorname{ch}\left[\dfrac{2\pi}{s}(\sqrt{h^2-R^2}-y)\right]-\cos\left(\dfrac{2\pi x}{s}\right)}}{2\ln\left[\dfrac{s}{\pi R}\operatorname{sh}\left(\dfrac{2\pi h}{s}\right)\right]}. \qquad (3\text{-}32)$$

Расположение осей x и y — см. § 3-5, п. „а".

Тепловой поток с одного погонного метра одной из труб ряда

$$q^*=\frac{2\pi\lambda(t_1-t_2)}{\ln\left[\dfrac{s}{\pi R}\operatorname{sh}\left(\dfrac{2\pi h}{s}\right)\right]}\ [ккал/м\cdot час]. \qquad (3\text{-}33)$$

Конечная величина коэффициента теплоотдачи α от поверхности массива в окружающую среду приближенно учитывается добавлением к величине h отношения $\frac{\lambda}{\alpha}$.

3-6. Тепловой поток для тел различной формы

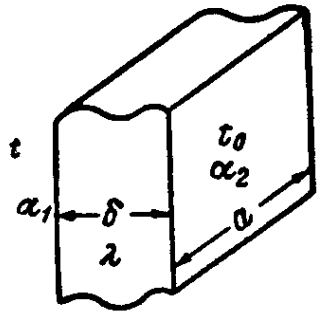
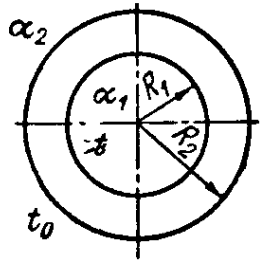
Величина теплового потока для тел различной формы определяется по значениям термических сопротивлений, принимаемым по табл. 3-1, и заданным температурам участвующих в теплообмене сред или на контурах тела.

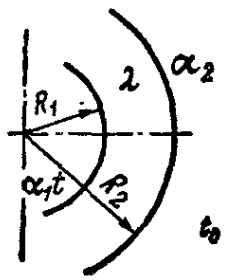
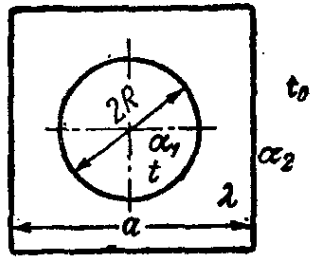
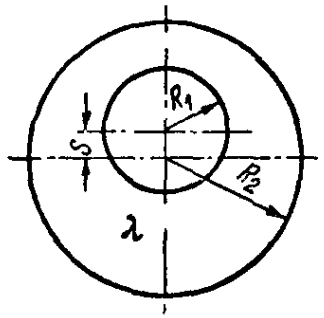
Термическое сопротивление тел различной формы

Таблица 3-1

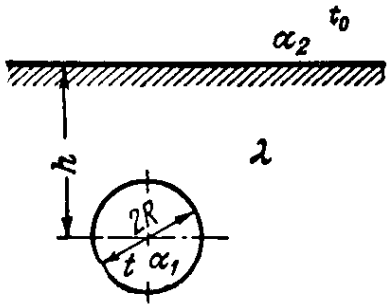
Примечания: 1. В графе 4 приведено термическое сопротивление тела или, при погружении тела в массив, ограждающего слоя до его поверхности при постоянных температурах на контурах тела и массива, равных t_{cm1} и t_{cm2}: $R^* = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{Q}$ [*град·час/ккал*].

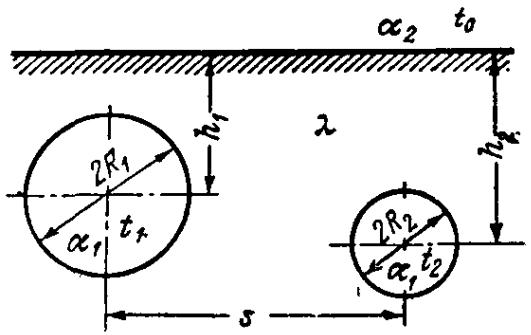
2. В графе 5 приводится полное термическое сопротивление $R^*_\Sigma = \frac{t - t_0}{Q}$, где t и t_0, соответственно, температуры греющей и нагреваемой сред.

№ п/п.	Форма тела и его расположение	Расчетная схема	Термическое сопротивление тела R^*	Полное термическое сопротивление с учетом теплоотдачи на контурах R^*_Σ
1	Плоская протяженная стенка		$R^* = \frac{\delta}{\lambda L a}$ Здесь и дальше L — длина тела	$R^*_\Sigma = \frac{1}{La}\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)$
2	Цилиндрическая протяженная стенка		$R^* = \frac{1}{2\pi L\lambda} \ln \frac{R_2}{R_1}$	$R^*_\Sigma = \frac{1}{2\pi L} \times$ $\times\left(\frac{1}{\alpha_1 R_1} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{\alpha_2 R_2}\right)$

3	Полый шар		$R^* = \frac{1}{4\pi\lambda}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$	$R^*_\Sigma = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{1}{\alpha_1 R_1^2} + \frac{1}{\lambda} \times \right.$ $\left. \times \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + \frac{1}{\alpha_2 R_2^2}\right]$
4	Труба в квадратной изоляции		$R^* = \frac{1}{2\pi L\lambda} \ln 1{,}08 \frac{a}{2R}$	$R^*_\Sigma \approx \frac{1}{2\pi L}\left(\frac{1}{\alpha_1 R} + \right.$ $\left. + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{1{,}08a}{2R} + \frac{\pi}{2\alpha_2 a}\right)$
5	Труба, эксцентрично расположенная в круглой изоляции		$R^* = \frac{1}{2\pi\lambda L} \ln \frac{\sqrt{(R_2+R_1)^2 - s^2} + \sqrt{(R_2-R_1)^2 - s^2}}{\sqrt{(R_2+R_1)^2 - s^2} - \sqrt{(R_2-R_1)^2 - s^2}}$	

Продолжение табл. 3-1

№ п/п.	Форма тела и его расположение	Расчетная схема	Термическое сопротивление тела R^*	Полное термическое сопротивление с учетом теплоотдачи на контурах R^*_Σ
6	Одиночная труба в полуограниченном массиве[1]		$R^* = \frac{1}{2\pi L\lambda} \ln \left[\frac{h}{R} + \sqrt{\left(\frac{h}{R}\right)^2 - 1} \right]$ При $h > 4R$ $R^* \approx \frac{1}{2\pi L\lambda} \ln \frac{2h}{R}$	— $R^*_\Sigma \approx \frac{1}{2\pi L} \left[\frac{1}{\alpha_1 R} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{2}{R} \left(h + \frac{\lambda}{\alpha_2} \right) \right]$ При наличии цилиндрической изоляции $R^*_\Sigma \approx \frac{1}{2\pi L} \left[\frac{1}{\alpha_1 R} + \frac{1}{\lambda_{из}} \ln \frac{R_{из}}{R} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{2}{R_{из}} \left(h + \frac{\lambda}{\alpha_2} \right) \right]$ При квадратной изоляции $R_{из} = 0{,}55\,a$, где a—сторона квадрата.

7	Две трубы в полуограниченном массиве $4R < h_1 \leqslant h_2$		Для неизолированной трубы[1]	При $\alpha_1 R^*_{\Sigma 1} \gg 1$ для изолированной трубы[1] $R^*_{\Sigma 1} \approx \frac{Z_1}{2\pi L\lambda Z_2}$

$$R_1^* = \frac{1}{2\pi L\lambda} \frac{\ln \frac{2h_1}{R_1} \ln \frac{2h_2}{R_2} + \left(\ln \sqrt{\frac{s^2 + (h_1 + h_2)^2}{s^2 + (h_1 - h_2)^2}}\right)^2}{\ln \frac{2h_2}{R_2} - \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} \ln \sqrt{\frac{s^2 + (h_1 + h_2)^2}{s^2 + (h_1 - h_2)^2}}}$$

$$\Delta t_1 = t_1 - t_0; \quad \Delta t_2 = t_2 - t_0$$

$$Z_1 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_{из}} \ln \frac{R_{из\,2}}{R_2} + \ln \frac{2h_2}{R_{из\,2}}\right)\left(\frac{\lambda}{\lambda_{из}} \ln \frac{R_{из\,1}}{R_1} + \right.$$

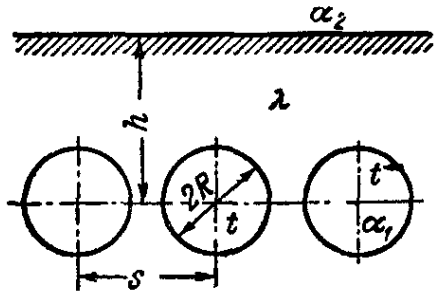
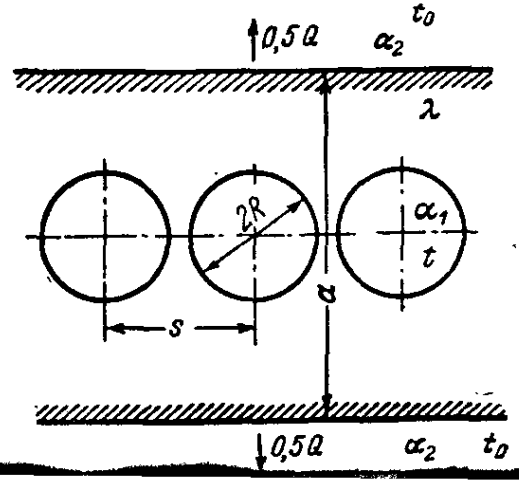
$$\left. + \ln \frac{2h_1}{R_{из\,1}}\right) + \left(\ln \sqrt{\frac{s^2 + (h_1 + h_2)^2}{s^2 + (h_1 - h_2)^2}}\right)^2$$

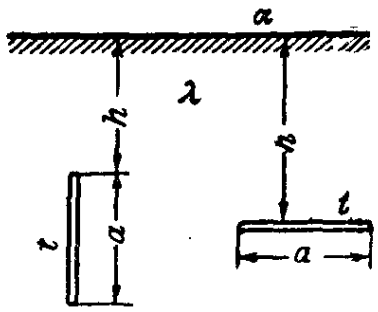
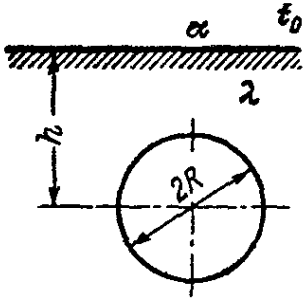
$$Z_2 = \frac{\lambda}{\lambda_{из}} \ln \frac{R_{из\,2}}{R_2} + \ln \frac{2h_2}{R_{из\,2}} - \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} \ln \sqrt{\frac{s^2 + (h_1 + h_2)^2}{s^2 + (h_1 - h_2)^2}}$$

Для трубы 2 индексы 1 и 2 меняются местами

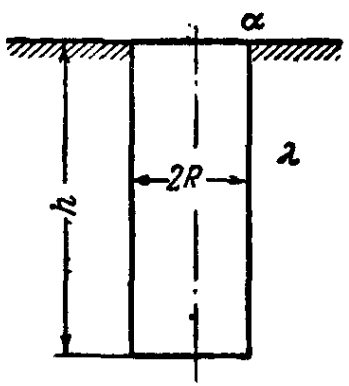
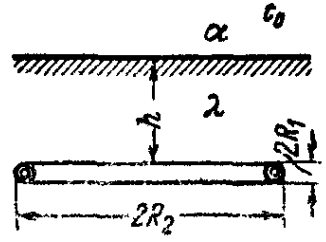
[1] Здесь и далее: а) термическое сопротивление стенки трубы считается пренебрежимо малым; б) под температурой t_0 понимается температура среды над поверхностью массива. Температура массива на бесконечном удалении от источника теплового потока также равна t_0. В практических расчетах подземных трубопроводов за величину t_0, на основе опытных данных, принимают естественную температуру грунта на глубине залегания оси трубопровода.

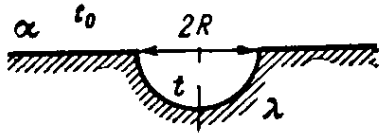
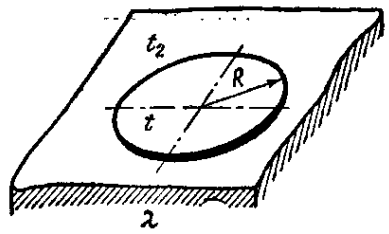
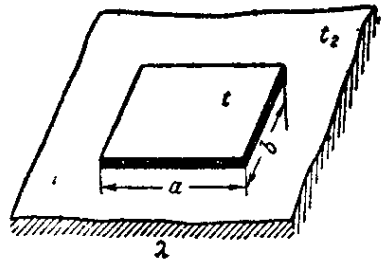
Продолжение табл. 3-1

№ п/п.	Форма тела и его расположение	Расчетная схема	Термическое сопротивление тела R^*	Полное термическое сопротивление с учетом теплоотдачи на контурах R^*_Σ
8	Ряд труб одинакового диаметра и с одной и той же температурой в полуограниченном массиве		Для одной из труб $R^* = \frac{1}{2\pi L\lambda} \ln \left[\frac{s}{\pi R} L \times \right.$ $\left. \times \operatorname{sh}\left(2\pi \frac{h}{s}\right) \right]$	$R^*_\Sigma \approx \frac{1}{2\pi L} \left\{ \frac{1}{\alpha_1 R} + \right.$ $\left. + \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{s}{\pi R} \operatorname{sh}\left(2\pi \frac{h+\frac{\lambda}{\alpha_2}}{s}\right) \right] \right\}$
9	Ряд труб одинакового диаметра и с одной и той же температурой в массиве, ограниченном двумя параллельными плоскостями		Для одной из труб $R^* = \frac{1}{2\pi\lambda L} \ln \left[\frac{s}{\pi R} \operatorname{sh}\left(\frac{\pi h}{s}\right) \right]$	—

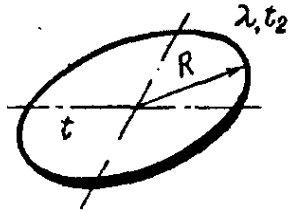
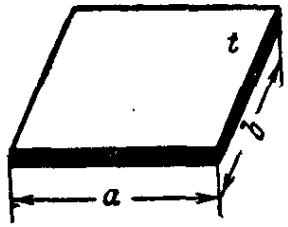
11	Протяженная тонкая пластина в полуограниченном массиве		$0{,}5 < \frac{h}{a} < 12$ Вертикальная пластина $R^* \approx \frac{0{,}42}{\lambda}\left(\frac{h}{a}\right)^{0{,}24}$ Горизонтальная пластина $R^* \approx \frac{0{,}34}{\lambda}\left(\frac{h}{a}\right)^{0{,}32}$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины h суммой $h + \frac{\lambda}{\alpha}$
12	Шар в полуограниченном массиве		$R^* = \frac{1}{4\pi R\lambda}\left(1 + \frac{R}{2h}\right)$ При $\frac{h}{R} \to \infty$ $R^* \to \frac{1}{4\pi R\lambda}$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины h суммой $h + \frac{\lambda}{\alpha}$

Продолжение табл. 3-1

№ п/п.	Форма тела и его расположение	Расчетная схема	Термическое сопротивление тела R^*	Полное термическое сопротивление с учетом теплоотдачи на контурах R^*_Σ
13	Вертикальный цилиндр в полуограниченном массиве		Термическое сопротивление без учета теплоотдачи с верхнего торца $R^* = \frac{1}{2\pi h\lambda} \ln \frac{2h}{R}$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины h суммой $h + \frac{\lambda}{\alpha}$ С учетом теплоотдачи с верхнего торца $R^*_\Sigma = \frac{1}{\frac{1}{\frac{2\pi h\lambda}{\ln \frac{2}{R}\left(h+\frac{\lambda}{\alpha}\right)}} + \alpha\pi R^2}$
14	Круглое кольцо в полуограниченном массиве		$R_1 \ll h \ll R_2$ $R^* = \frac{1}{4\pi^2 R_2} \ln \frac{8R_2}{R_1} \times$ $\times \left(1 + \frac{\ln \frac{4R_2}{h}}{\ln \frac{8R_2}{}}\right)$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины h суммой $h + \frac{\lambda}{\alpha}$

15	Шар, наполовину заглубленный в полуограниченный массив. Весь тепловой поток направлен в массив		$R^* = \frac{1}{2\pi R\lambda}$	—
16	Круглая пластина на поверхности полуограниченного массива. Тепловой поток направлен в массив		$R^* = \frac{1}{4R\lambda}$	—
17	Прямоугольная пластина на поверхности полуограниченного массива. Тепловой поток направлен в массив		$R^* = \frac{1}{\pi a\lambda} \ln \frac{4a}{b}$	—

Продолжение табл. 3-1

№ п/п.	Форма тела и его расположение	Расчетная схема	Термическое сопротивление тела R^*	Полное термическое сопротивление с учетом теплоотдачи на контурах R^*_Σ
18	Круглая пластина в неограниченном массиве с температурой t_2		$R^* = \frac{1}{8R\lambda}$	—
19	Прямоугольная пластина в неограниченном массиве с температурой t_2		$R^* = \frac{1}{2\pi a\lambda} \ln \frac{4a}{b}$	—

Пример. Определить тепловые потери теплопровода в январе месяце в Ленинграде. Температура воды, текущей по теплопроводу, 120° С; диаметр трубы 100 *мм*; изоляция из 75-*мм* слоя асбеста с $\lambda = 0{,}12$ *ккал/м·град·час*, защищенная сверху влагонепроницаемым слоем; теплопроводность грунта 0,7 *ккал/м·град·час*; глубина залегания теплопровода 1500 *мм*; средняя многолетняя температура в январе в Ленинграде на этой глубине + 3° С. Коэффициент теплоотдачи с поверхности грунта $\alpha_2 = 15$ *ккал/м²·град·час*. Коэффициент теплоотдачи от воды настолько велик, что температуру трубы можно принять равной температуре воды.

По табл. 3-1, п. 6, графа 5 находим, что для заданных услови

$$R_\Sigma^* = \frac{1}{2\pi L}\left[\frac{1}{\lambda_{из}}\ln\frac{R_{из}}{R} + \frac{1}{\lambda}\ln\frac{2}{R_{из}}\left(h + \frac{\lambda}{\alpha_2}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{2\pi L}\left[\frac{1}{0{,}12}\ln\frac{0{,}125}{0{,}050} + \frac{1}{0{,}7}\ln\frac{2}{0{,}125}\left(1{,}5 + \frac{0{,}7}{15}\right)\right] =$$

$$= \frac{1{,}95}{L}\ [\text{град·час/ккал}].$$

Тепловые потери одного погонного метра теплопровода равны

$$q^* = \frac{t_1 - t_0}{R_\Sigma^*} = \frac{120 - 3}{1{,}95} = 60\ \text{ккал/м·час}.$$

(t_0 принимается в соответствии с примечанием б) к п. 6 табл.3-1).

3-7. Охлаждение стержня

В тонком теплопроводном стержне температуру металла по поперечному сечению можно считать постоянной. В таком случае t является функцией только расстояния от основания стержня. Разность тепловых потоков через два параллельных сечения стержня равна количеству тепла, отданного в окружающую среду.

Основное уравнение имеет вид:

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda\Omega\frac{dt}{dx}\right) = \alpha(t - t_0)U. \qquad (3\text{-}34)$$

Здесь
t, °С — температура в данном сечении стержня;
t_0, °С — температура окружающей среды;
Ω [$м^2$] — площадь поперечного сечения стержня;
U [$м$] — охлаждаемый периметр стержня в данном сечении;
α [*ккал/м² град·час*] — коэффициент теплоотдачи от стержня к окружающей среде.

Решение этого уравнения для призматического стержня постоянной толщины дает следующие расчетные формулы:

Температура на расстоянии x от основания стержня

$$t_x = t_0 + (t_1 - t_0)\frac{(1-n)e^{-m(L-x)} + (1+n)e^{m(L-x)}}{2[\operatorname{ch}(mL) + n\operatorname{sh}(mL)]}\ [°\text{C}]. \qquad (3\text{-}35)$$

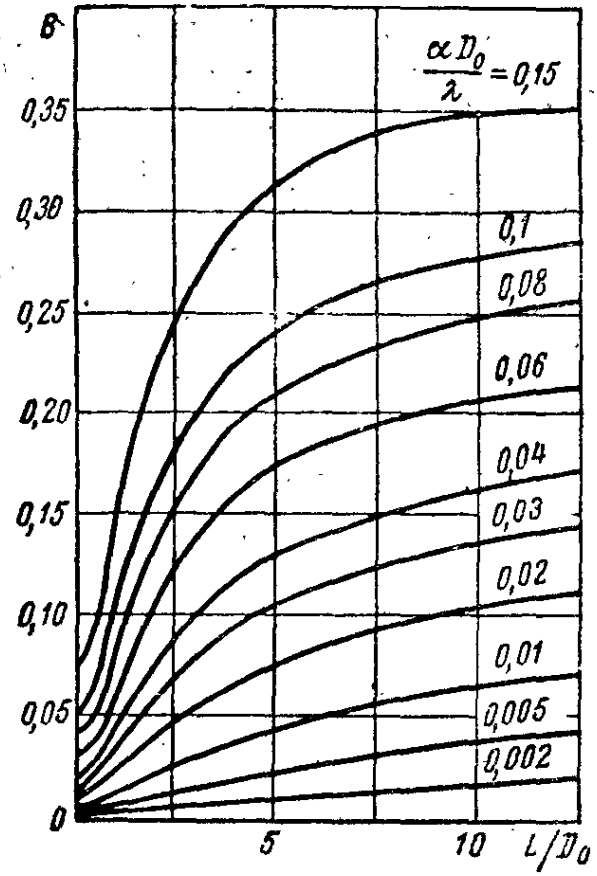


Рис. 3-2. Коэффициент B для расчета теплоотдачи конического шипа

Температура на свободном конце стержня

$$t_L = t_0 + \frac{t_1 - t_0}{\operatorname{ch}(mL) + n \operatorname{sh}(mL)} \text{ [°C].} \tag{3-36}$$

Теплоотдача стержня в окружающую среду (равная количеству тепла, проходящему через его основание)

$$Q = \lambda \Omega m (t_1 - t_0) \times$$

$$\times \frac{\operatorname{sh}(mL) + n \operatorname{ch}(mL)}{\operatorname{ch}(mL) + n \operatorname{sh}(mL)} \text{ [ккал/час].} \tag{3-37}$$

Здесь t_1, °С — температура основания стержня;

L [м] — длина стержня;

$m = + \sqrt{\frac{\alpha U}{\lambda \Omega}} \left[\frac{1}{м}\right]$ — характеристика стержня;

$n = \frac{\alpha_L}{\lambda m}$ — характеристика торца стержня;

α_L [ккал/м² час·град] — коэффициент теплоотдачи от торца стержня.

Для расчетов можно пользоваться приближенными формулами без отдельного учета теплоотдачи с торца стержня. В этом случае расчетная длина стержня увеличивается на половину толщины его конца δ_L:

$$t_L \approx t_0 + (t_1 - t_0) \frac{1}{\operatorname{ch}\left[m\left(L + \frac{1}{2}\delta_L\right)\right]} \text{ [°C];} \tag{3-38}$$

$$Q \approx \lambda \Omega m (t_1 - t_0) \operatorname{th}\left[m\left(L + \frac{1}{2}\delta_L\right)\right] \text{ [ккал/час].} \tag{3-39}$$

Для стержня бесконечной длины

$$t_x = t_0 + (t_1 - t_0) e^{-mx} \text{ [°C];} \tag{3-40}$$

$$Q = + \sqrt{\alpha \lambda U \Omega} (t_1 - t_0) \text{ [ккал/час].} \tag{3-41}$$

При установке конических шипов длиной L и диаметром основания D_0 теплоотдача шипа в единицу времени [Л. 3-13]

$$Q = \frac{\pi D_0}{2}(t_1 - t_0)\lambda \frac{D_0}{2L}\left[\frac{\sqrt{C}\,J_0(i2\sqrt{C})}{iJ_1(i2\sqrt{C})} + 1\right] =$$

$$= \frac{\pi D_0}{2}(t_1 - t_0)\lambda B\ [ккал/час], \qquad (3\text{-}42)$$

где $C = \frac{\alpha D_0}{\lambda}\frac{L}{D_0}\sqrt{4 + \left(\frac{D_0}{L}\right)^2}$;

α — коэффициент теплоотдачи к поверхности шипа; значение B принимается по рис. 3-2.

3-8. Охлаждение ребер различной формы

Метод расчета охлаждения ребер различной формы основан на тех же принципах, что и расчет охлаждения стержня постоянного сечения.

Количество тепла, передаваемое прямым (продольным) ребром прямоугольного сечения, Q_0 [*ккал/час*] рассчитывается по формуле (3-37) или (3-39), температура на расстоянии x от основания — по (3-35), а на вершине ребра — по (3-36) или (3-38).

По мере удаления от основания ребра к его торцу уменьшается тепловой поток, что при постоянном поперечном сечении приводит к уменьшению температурного градиента вдоль ребра. Теоретически наиболее выгодным (при $\alpha = \text{const}$) является ребро, ограниченное двумя параболами. Практически такая форма ребра трудно осуществима и ребра выполняют с трапециевидным сечением. Аналитическое решение для расчета охлаждения прямых ребер с трапециевидным или треугольным сечением получено в [Л. 3-4]. Однако это решение неудобно для практических расчетов.

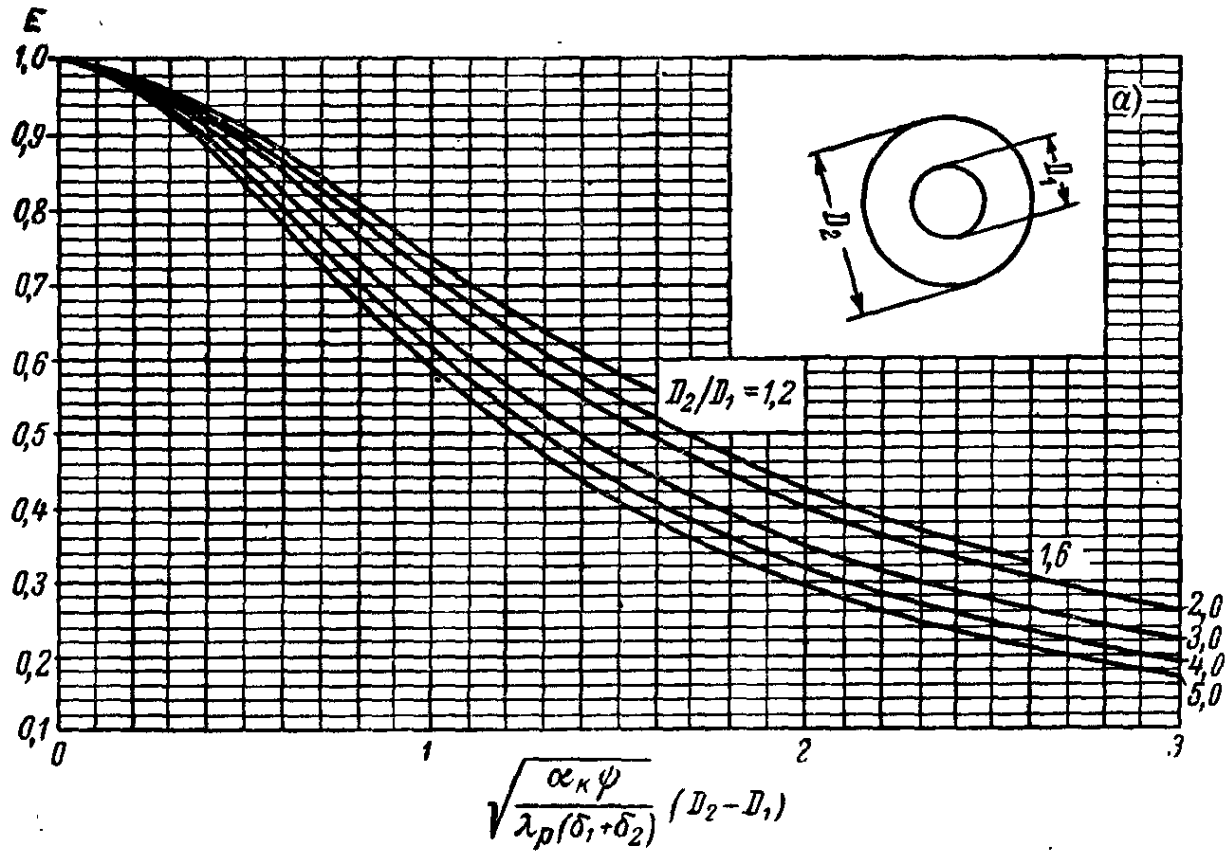
Широкое применение для оребрения труб имеют поперечные, круглые или квадратные, ребра. Для круглых ребер прямоугольного сечения имеются точные аналитические решения задачи охлаждения [Л. 3-15, 3-5], для квадратных — приближенное аналитическое решение [Л. 3-14]. Однако и эти решения неудобны для практического использования.

Ниже приводится методика упрощенного расчета охлаждения прямых ребер трапециевидного (треугольного) сечения и поперечных ребер [Л. 3-4, 3-7].

Количество тепла, передаваемое ребром:

$$Q = F\alpha_к (t_1 - t_0) E\varepsilon_\Delta\ [ккал/час], \qquad (3\text{-}43)$$

где F [$м^2$] — теплообменная поверхность ребра;
$\alpha_к$ [*ккал/м² час·град*] — коэффициент теплоотдачи конвекцией к поверхности ребра;
t_1, °С — температура основания ребра;
t_0, °С — температура окружающей среды;
E — коэффициент эффективности ребра.



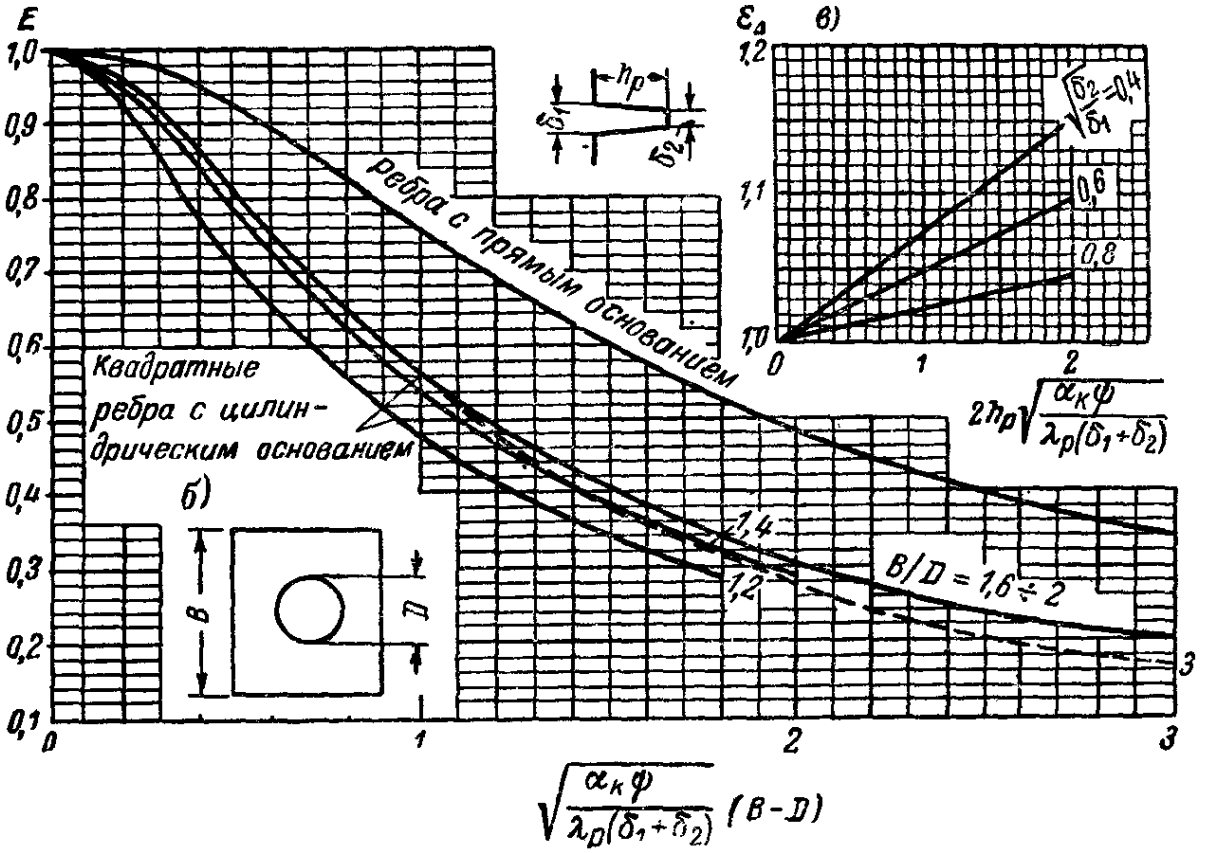


Рис. 3-3. Значения коэффициентов эффективности ребер и поправочного коэффициента ε_Δ в формуле (3-43):

а — значения *E* для круглых ребер с цилиндрическим основанием; *б* — то же для квадратных ребер с цилиндрическим основанием и ребер с прямым основанием; *в* — значения ε_Δ

Для прямых ребер постоянной толщины

$$E = \frac{\text{th}\left(h_p \sqrt{\frac{2\psi\alpha_к}{\lambda_p \delta_p}}\right)}{h_p \sqrt{\frac{2\psi\alpha_к}{\lambda_p \delta_p}}}, \qquad (3\text{-}44)$$

где h_p [м] — высота ребра;

δ_p [м] — толщина ребра;

λ_p [ккал/м·час·град] — коэффициент теплопроводности ребра;

ψ — коэффициент, учитывающий неравномерность распределения α по поверхности ребра, который принимается равным 0,9 для ребер с прямым основанием (прямые ребра, а также поперечные ребра на овальной трубе) и 0,85 для ребер с цилиндрическим основанием (поперечные ребра на круглых трубах).

Для круглых поперечных ребер величина E определяется по рис. 3-3, *а*.

Для квадратных поперечных ребер и для ребер с прямым основанием величина E определяется по рис. 3-3, *б*. Кривая для ребер с прямым основанием построена по формуле (3-44); в формуле (3-43) ε_Δ — поправочный коэффициент для ребер трапециевидного (треугольного) сечения, определяемый по рис. 3-3, *в*.

3-9. Передача тепла через оребренную поверхность

Имеется плоская стенка или труба (в последнем случае $\delta \ll D$) из хорошо проводящего тепло материала. Одна из поверхностей стенки (для трубы—внутренняя) гладкая, а вторая оребренная. Коэффициент теплоотдачи со стороны гладкой поверхности α_1 и температура среды t_1; со стороны оребренной поверхности — α_2 и t_2.

Оребрение повышает эффективность теплоотдачи и поэтому, как правило, устанавливается со стороны существенно меньшего значения α, т. е. $\alpha_1 \gg \alpha_2$.

Тепловой поток равен:

$$Q = k\,(\overline{t_1} - \overline{t_2})\,F_{ст}\ [ккал/час],$$

где коэффициент теплопередачи через оребренную поверхность

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{F_{ст}}{F}\frac{1}{\alpha_{пр}}}. \qquad (3\text{-}45)$$

Здесь $\alpha_{пр}$ — среднее значение приведенного коэффициента теплоотдачи со стороны оребренной поверхности — см. § 8-9;

$F_{ст}$ [м²] — теплообменная поверхность гладкой стенки;

F [м²] — полная теплообменная поверхность оребренной стенки.

3-10. Теплопроводность при наличии равномерно распределенных внутренних источников постоянной плотности и постоянных физических характеристиках

а) Для плоской стенки

$$t_x = t_{ст\,2} + \frac{q_v}{2\lambda}(\delta^2 - x^2) + \frac{\alpha_1}{\lambda}(t_1 - t_{ст\,1})(\delta - x)\ [°C]; \qquad (3\text{-}46)$$

$$t_{ст\,1} = \frac{t_2 + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \frac{\alpha_1\delta}{\lambda}\right)t_1 + q_v\left(\frac{\delta}{\alpha_2} + \frac{\delta^2}{2\lambda}\right)}{1 + \frac{\alpha_1\delta}{\lambda} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}}\ [°C]; \qquad (3\text{-}47)$$

$$t_{ст\,2} = t_2 + \frac{t_1 - t_2 - q_v\left(\frac{\delta}{\alpha_2} + \frac{\delta^2}{\lambda}\right)}{1 + \frac{\alpha_2\delta}{\lambda} + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} + \frac{q_v\delta}{\alpha_2}\ [°C]. \qquad (3\text{-}48)$$

Здесь t_1 и t_2, °С — температуры греющей и нагреваемой сред;
q_v [*ккал/м³ час*] — объемная плотность теплового потока внутреннего источника.

б) Для односторонне охлаждаемого цилиндра

$$q^* = \pi\,(R_2^2 - R_1^2)\,q_v\ [ккал/м \cdot час]. \qquad (3\text{-}49)$$

При охлаждении с внешней поверхности:

$$t_R = t_0 + \frac{q_v R_2^2}{4\lambda}\left\{\frac{2\lambda}{\alpha R_2}\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\right] + 1 - \left(\frac{R}{R_2}\right)^2 + 2\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \ln\frac{R}{R_2}\right\}\ [°C], \qquad (3\text{-}50)$$

где R_1 и R_2 — внутренний и внешний радиусы цилиндра;
t_0, °С — температура охлаждающей среды.

Для сплошного круглого стержня (например, электрический провод) $R_1 = 0$ и

$$t_R = t_0 + \frac{q_v R_2^2}{4\lambda}\left[\frac{2\lambda}{\alpha R_2} + 1 - \left(\frac{R}{R_2}\right)^2\right]\ [°C]. \qquad (3\text{-}51)$$

На оси стержня ($R = 0$)

$$t_{R=0} = t_0 + \frac{q_v R_2^2}{4\lambda}\left(\frac{2\lambda}{\alpha R_2} + 1\right)\ [°C]. \qquad (3\text{-}52)$$

Температура на поверхности сплошного стержня

$$t_{R=R_2} = t_0 + \frac{q_v R_2}{2\alpha} [°C]. \tag{3-53}$$

При охлаждении с внутренней поверхности полого стержня

$$t_R = t_0 + \frac{q_v R_1^2}{4\lambda}\left\{\frac{2\lambda}{\alpha R_1}\left[\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 - 1\right] + 1 - \left(\frac{R}{R_1}\right)^2 + 2\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \ln\frac{R}{R_1}\right\}; \tag{3-54}$$

$$t_{R=R_1} = t_0 + \frac{q_v R_1}{2\alpha}\left[\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 - 1\right]. \tag{3-55}$$

Пример. Полый электрический проводник охлаждается водой, текущей в его внутренней полости. Радиусы проводника: $R_1 = 2$ *мм*, $R_2 = 3$ *мм*. Удельное сопротивление материала $\rho = 0{,}1$ *ом·мм²/м*; $\lambda = 15$ *ккал/м·град·час*. Сила тока $I = 1000$ *а*; коэффициент теплоотдачи к воде $\alpha = 30\,000$ *ккал/м² град·час*; температура воды $t_0 = 30$ °С.

Определить температуру поверхностей проводника, пренебрегая теплоотдачей к воздуху.

Сопротивление r_1 одного метра проводника равно:

$$r_1 = \frac{\rho \cdot 1}{\Omega} = \frac{0{,}1 \cdot 1}{\pi (3^2 - 2^2)} = 0{,}0064 \text{ ом};$$

$$q_v = \frac{0{,}864 I^2 r_1}{\pi (R_2^2 - R_1^2)} = \frac{0{,}864 \cdot 1000^2 \cdot 0{,}0064}{\pi (3^2 - 2^2) \cdot 10^{-6}} = 3{,}5 \cdot 10^8 \text{ ккал/м}^3 \text{ час}.$$

По формуле (3-55) температура проводника со стороны воды равна:

$$t_{ст\,1} = 30 + \frac{3{,}5 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 30\,000}\left[\left(\frac{3}{2}\right)^2 - 1\right] = 56{,}2\ °C.$$

По формуле (3-54), при $R = R_2$,

$$t_{ст\,2} = 30 + \frac{3{,}5 \cdot 10^8 \cdot 4 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 15}\left\{\frac{2 \cdot 15}{30\,000 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} \times \left[\left(\frac{3}{2}\right)^2 - 1\right] + 1 - \left(\frac{3}{2}\right)^2 + 2\left(\frac{3}{2}\right)^2 \ln\frac{3}{2}\right\} = 57{,}8°\text{C}.$$

В [Л. 3-9] даны некоторые формулы для расчета охлаждения тел при наличии внутренних источников и переменном коэффициенте теплопроводности.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

4-1. Общие положения

Уравнение теплопроводности

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + q_v = c\gamma \frac{\partial t}{\partial \tau}. \tag{4-1}$$

При отсутствии внутреннних источников ($q_v = 0$) и постоянных физических характернстнках из (4-1) следует:

$$a\nabla^2 t = \frac{\partial t}{\partial \tau}, \tag{4-2}$$

где $a = \dfrac{\lambda}{c\gamma}$ $[м^2/час]$ — коэффициент температуропроводности.

К этим уравиеииям необходимо присоединить краевые условия, которые в данном случае слагаются из граничных условий (см. § 3-1) и временных условий.

Временные краевые условия к уравнению распространения тепла сводятся к заданию функцнн

$$t = t_0(x, y, z), \tag{4-3}$$

дающей распределение температур в рассматриваемом теле в иекоторый характериый для процесса момент времени. Обычно задаются иачальные условия, т. е. дается функция (4-3) для момента начала процесса. Кроме того, должны быть заданы геометрическая форма тела и температурные функции λ, c и γ, если желательно учесть переменность этих велнчии.

В ряде важных приложений частное решение уравнения (4-2) оказывается возможиым представить в виде произведения двух функций:

$$t = \psi(x; y; z)\,\varphi(\tau). \tag{4-4}$$

Подстановка (4-4) в (4-2) приводит к уравнению:

$$\frac{\nabla^2 \psi}{\psi} = \frac{1}{\varphi}\frac{d\varphi}{d\tau} = -\beta^2. \tag{4-5}$$

Поскольку левая и правая части уравнения (4-5) не зависимы друг от друга, то они могут быть равиы в том случае, если β^2 константа.

Из (4-5) следует, что

$$\varphi = Ae^{-\beta^2\tau}. \tag{4-6}$$

Подстановка (4-6) в (4-2) приводит к обыкновенному дифференциальному уравнению отиосительно функции координат ψ:

$$\nabla^2\psi + \beta^2\psi = 0. \tag{4-7}$$

Общее решение задачи представляется как бесконечная сумма частных решеиий.

Подробно о методах решення нестационарной задачи теплопроводностн см. [Л. 4-1, 4-4, 4-5, 4-7[. Ниже приводятся точные решения для нескольких наиболее часто встречающихся в практике задач.

Кроме точных частных решений в разделе приводятся приближенные графоаналитическне методы решения задач иестациоиарной теплопроводиости твердого тела: метод конечных разностей, примеиимый

при решении задач для тел с постоянными физическими характеристиками, и метод элементарных балансов — для решения задач с учетом зависимости физических характеристик от температуры.

Некоторые техиические задачи, связанные с нестационарной теплопроводностью, также см. [Л. 4-8, 4-9]. В [Л. 4-10] приведены указания об имеющихся методах расчета теплопередачи при нестационарных режимах работы кабелей различных типов.

4-2. Полуограниченное тело [Л. 4-7]

а) Полуограничеиный стержень (ограниченный с одиого торца), боковая поверхность которого изолирована настолько, что тепловым потоком через нее можио преиебречь, охлаждается с торца средой, имеющей температуру t_0. В момент погружения торца стержня в охлаждающую среду температура во всех точках стержня была одинакова и равнялась $t = t_1$. Величина коэффициента теплоотдачи от торца стержня к окружающей среде ие меняется во времени.

Температура в любом сечении стержия является фуикцией времеии τ и координаты x, направлеиной от сечения к началу стержия, и определяется с помощью формулы:

$$\vartheta = \frac{t_1 - t}{t_1 - t_0} = \operatorname{erfc}\frac{1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} - \exp(\mathrm{Bi} + \mathrm{Bi}^2\mathrm{Fo}) \times \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} + \mathrm{Bi}\sqrt{\mathrm{Fo}}\right). \quad (4\text{-}8)$$

Здесь t — температура стержня в сечеиии x в момеит времеии τ. Критерии $\mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{x^2}$; $\mathrm{Bi} = \frac{\alpha x}{\lambda}$, где a и λ, соответственно, коэффициеиты температуропроводности и теплопроводиости материала стержня.

Плотность теплового потока через торец стержня равна:[1]

$$q = \alpha(t_1 - t_0)\exp(\mathrm{Bi}^2\mathrm{Fo})\operatorname{erfc}(\mathrm{Bi}\sqrt{\mathrm{Fo}}) \quad [ккал/м^2\ час]. \quad (4\text{-}9)$$

б) Та же задача, что и в п. „а", но при отсутствии тепловой изоляции боковой поверхности стержня. Температура среды, окружающей боковую поверхность, постоянна и равна начальной температуре стержня t_1. Коэффициент теплоотдачи от торца к охлаждающей среде относительно велик, и можно допустить, что температура торца сразу становится равной t_0.

Безразмерная температура в сечеиин x с учетом теплоотдачи от боковой поверхности стержия:

$$\vartheta = \frac{t_1 - t}{t_1 - t_0} = \frac{1}{2}\left[\exp\left(-\sqrt{\mathrm{Bi}}\frac{x}{n}\right)\operatorname{erfc}\left(\frac{\frac{x}{n}}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} - \sqrt{\mathrm{Bi}\,\mathrm{Fo}}\right) + \exp\left(\sqrt{\mathrm{Bi}}\frac{x}{n}\right)\operatorname{erfc}\left(\frac{\frac{x}{n}}{2\sqrt{\mathrm{Fo}}} + \sqrt{\mathrm{Bi}\,\mathrm{Fo}}\right)\right], \quad (4\text{-}8а)$$

[1] Все решения, приведеиные для режима охлаждения тела средой, пригодны и для режима нагрева тела.

где $n = \frac{\Omega}{U}$ — отношение площади сечения стержия к периметру сечения.

Плотиость теплового потока через торец стержня

$$q = \frac{\lambda (t_1 - t_0)}{n} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi \mathrm{Fo}}} \exp(-\mathrm{Bi\,Fo}) + \sqrt{\mathrm{Bi}}\, \mathrm{erf}\left(\sqrt{\mathrm{BiFo}}\right) \right] \quad [ккал/м^2\ час]. \tag{4-9a}$$

в) Охлаждаемый торец полуограничеиного стержня с изолированиой боковой поверхностью погружен в среду с начальной температурой t_0. В последующем температура среды является функцией времени, $t_0(\tau) = f(\tau)$. Величиина коэффициента теплоотдачи от торца стержия к охлаждающей среде α постоянна.

Температура стержия в сечеиии x в момеит времени τ:

$$t = \int_0^{\tau} f(\tau - \nu) \left[\mathrm{Bi} \sqrt{\frac{\mathrm{Fo}}{\pi \tau \nu}} \exp\left(-\frac{x^2}{4a\nu}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\mathrm{Bi}^2 \mathrm{Fo}}{\tau} \exp\left(\mathrm{Bi} + \frac{\mathrm{Bi}^2 \mathrm{Fo}}{\tau} \nu\right) \mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\nu}} + \mathrm{Bi} \sqrt{\frac{\mathrm{Fo}\nu}{\tau}}\right) \right] d\nu, \tag{4-10}$$

где ν [час.] — текущая переменная.

Для полуограниченного стержня, кроме приведениых, имеются также решеиия для следующих условий:

г) Торец стержня с изолированной боковой поверхностью в иачальный момеит охлаждается до температуры t_0, остающейся постояниой во время всего процесса.

д) Торец стержия, имеющего начальную температуру t_1, нагревается постояниым тепловым потоком.

Кроме того, применительно к условиям п. „б" дано решение для стержня, ограниченного с обоих торцов.

4-3. Неограниченная пластина

а) Неограиичеиная пластииа толщиной 2δ, равномерно прогретая в начальный момент времени $\tau = 0$ до температуры t_1, погружена в среду с постоянной температурой t_0. Коэффициент теплоотдачи от поверхиости пластины к среде α не меняется во времени. Ось x направлеиа перпеидикулярио к боковым поверхностям пластины и величиина x отсчитывается от середины пластины.

Безразмерная температура в плоскости x в момент времени τ [Л. 4-1, 4-7][1]

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} = \sum_{i=1}^{\infty} A_i^n \cos\left(\beta_i \frac{x}{\delta}\right) \exp(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}). \tag{4-11}$$

[1] Для полученнй результатов с необходимой точностью все вычисления по общим уравнениям для определения ϑ и Q следует производить с точностью большей, чем дает пользование логарифмической лннейкой, сохраняя в разложении до 5 — 6 значений β_i.

Здесь значения корней характеристического уравнения

$$\beta_i = \beta_i(\mathrm{Bi}) \text{ — см. табл. 4-1;}$$

коэффициенты $A_i^n = f(\mathrm{Bi})$ — см. табл. 4-2;

$$\mathrm{Bi} = \frac{\alpha\delta}{\lambda}, \quad \mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{\delta^2}.$$

При значеннях $\mathrm{Bi} > 100$ температура поверхности пластины $t_{c.n}$ практически равна температуре окружающей среды и

$$\vartheta = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4(-1)^{i+1}}{(2i-1)\pi} \cos\left[\frac{(2i-1)\pi x}{2\delta}\right] \exp\left[-\frac{(2i-1)^2\pi^2}{4}\mathrm{Fo}\right]. \quad (4\text{-}12)$$

Таблица 4-1

Корни характеристического уравнения β_i к расчету неограниченной пластины

Bi	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
0	0,0000	3,1416	6,2832	9,4248	12,5664	15,7080
0,001	0,0316	3,1419	6,2833	9,4249	12,5665	15,7080
0,002	0,0447	3,1422	6,2835	9,4250	12,5665	15,7081
0,004	0,0632	3,1429	6,2838	9,4252	12,5667	15,7082
0,006	0,0774	3,1435	6,2841	9,4254	12,5668	15,7083
0,008	0,0893	3,1441	6,2845	9,4256	12,5670	15,7085
0,01	0,0998	3,1448	6,2848	9,4258	12,5672	15,7086
0,02	0,1410	3,1479	6,2864	9,4269	12,5680	15,7092
0,04	0,1987	3,1543	6,2895	9,4290	12,5 96	15,7105
0,06	0,2425	3,1606	6,2927	9,4311	12,5711	15,7118
0,08	0,2791	3,1668	6,2959	9,4333	12,5727	15,7131
0,1	0,3111	3,1731	6,2991	9,4354	12,5743	15,7143
0,2	0,4328	3,2039	6,3148	9,4459	12,5823	15,7207
0,3	0,5218	3,2341	6,3305	9,4565	12,5902	15,7270
0,4	0,5932	3,2636	6,3461	9,4670	12,5981	15,7334
0,5	0,6533	3,2923	6,3616	9,4775	12,6060	15,7397
0,6	0,7051	3,3204	6,3770	9,4879	12,6139	15,7460
0,7	0,7506	3,3477	6,3923	9,4983	12,6218	15,7524
0,8	0,7910	3,3744	6,4074	9,5087	12,6296	15,7587
0,9	0,8274	3,4003	6,4224	9,5190	12,6375	15,7650
1,0	0,8603	3,4256	6,4373	9,5293	12,6453	15,7713
1,5	0,9882	3,5422	6,5097	9,5801	12,6841	15,8026
2,0	1,0769	3,6436	6,5783	9,6296	12,7223	15,8336
3,0	1,1925	3,8088	6,7040	9,7240	12,7966	15,8945
4,0	1,2646	3,9352	6,8140	9,8119	12,8678	15,9536
5,0	1,3138	4,0336	6,9096	9,8928	12,9352	16,0107
6,0	1,3496	4,1116	6,9924	9,9667	12,9988	16,0654
7,0	1,3766	4,1746	7,0640	10,0339	13,0584	16,1177
8,0	1,3978	4,2234	7,1263	10,0949	13,1141	16,1675
9,0	1,4149	4,2694	7,1806	10,1502	13,1660	16,2147
10,0	1,4289	4,3058	7,2281	10,2003	13,2142	16,2594
15,0	1,4729	4,4255	7,3959	10,3898	13,4078	16,4474
20,0	1,4961	4,4915	7,4954	10,5117	13,5420	15,5864
30,0	1,5202	4,5615	7,6057	10,6543	13,7085	16,7691
40,0	1,5325	4,5979	7,6647	10,7334	13,8048	16,8794
50,0	1,5400	4,6202	7,7012	10,7832	13,8666	16,9519
60,0	1,5451	4,6353	7,7259	10,8172	13,9094	17,0026
80,0	1,5514	4,6543	7,7573	10,8606	13,9644	17,0686
100,0	1,5552	4,6658	7,7764	10,8871	13,9981	17,1093
∞	1,5708	4,7124	7,8540	10,9956	14,1372	17,2788

Таблица 4-2

Коэффициенты A_i^n для расчета неограниченной пластины

Bi	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
0	1,0000	—0,0000	0,0000	—0,0000	0,0000	—0,0000
0,001	1,0002	—0,0002	0,0000	—0,0000	0,0000	—0,0000
0,002	1,0004	—0,0004	0,0001	—0,0000	0,0000	—0,0000
0,004	1,0008	—0,0008	0,0002	—0,0001	0,0000	—0,0000
0,006	1,0012	—0,0012	0,0003	—0,0001	0,0001	—0,0000
0,008	1,0015	—0,0016	0,0004	—0,0002	0,0001	—0,0001
0,01	1,0020	—0,0020	0,0005	—0,0002	0,0001	—0,0001
0,02	1,0030	—0,0040	0,0010	—0,0004	0,0003	—0,0002
0,04	1,0065	—0,0080	0,0020	—0,0009	0,0005	—0,0003
0,06	1,0099	—0,0119	0,0030	—0,0013	0,0007	—0,0004
0,08	1,0130	—0,0158	0,0040	—0,0018	0,0010	—0,0006
0,10	1,0159	—0,0197	0,0050	—0,0022	0,0013	—0,0008
0,20	1,0312	—0,0381	0,0100	—0,0045	0,0025	—0,0016
0,30	1,0450	—0,0555	0,0148	—0,0067	0,0038	—0,0024
0,40	1,0581	—0,0719	0,0196	—0,0089	0,0050	—0,0032
0,50	1,0701	—0,0873	0,0243	—0,0110	0,0063	—0,0040
0,60	1,0813	—0,1025	0,0289	—0,0132	0,0075	—0,0048
0,70	1,0918	—0,1154	0,0335	—0,0153	0,0087	—0,0056
0,80	1,1016	—0,1282	0,0379	—0,0175	0,0100	—0,0064
0,90	1,1107	—0,1403	0,0423	—0,0196	0,0112	—0,0072
1,00	1,1192	—0,1517	0,0466	—0,0217	0,0124	—0,0080
1,5	1,1537	—0,2013	0,0667	—0,0318	0,0184	—0,0119
2,0	1,1784	—0,2367	0,0848	—0,0414	0,0241	—0,0157
3,0	1,2102	—0,2881	0,1154	—0,0589	0,0351	—0,0231
4,0	1,2287	—0,3215	0,1396	—0,0750	0,0451	—0,0300
5,0	1,2403	—0,3442	0,1588	—0,0876	0,0543	—0,0366
6,0	1,2478	—0,3604	0,1740	—0,0991	0,0626	—0,0427
7,0	1,2532	—0,3722	0,1861	—0,1089	0,0701	—0,0483
8,0	1,2569	—0,3812	0,1959	—0,1174	0,0768	—0,0535
9,0	1,2598	—0,3880	0,2039	—0,1246	0,0828	—0,0583
10,0	1,2612	—0,3934	0,2104	—0,1309	0,0881	—0,0676
15,0	1,2677	—0,4084	0,2320	—0,1514	0,1072	—0,0795
20,0	1,2699	—0,4147	0,2394	—0,1621	0,1182	—0,0901
30,0	1,2717	—0,4198	0,2472	—0,1718	0,1291	—0,1015
40,0	1,2723	—0,4217	0,2502	—0,1759	0,1340	—0,1069
50,0	1,2727	—0,4227	0,2517	—0,1779	0,1365	—0,1098
60,0	1,2728	—0,4232	0,2526	—0,1791	0,1379	—0,1115
80,0	1,2730	—0,4237	0,2535	—0,1803	0,1394	—0,1132
100,0	1,2731	—0,4239	0,2539	—0,1808	0,1405	—0,1141
∞	1,2732	—0,4244	0,2546	—0,1819	0,1415	—0,1157

При значениях $Bi < 0{,}1$ [Л. 4-7]

$$\vartheta = \cos\left(\sqrt{Bi}\,\frac{x}{\delta}\right)\exp\left(-Bi\,Fo\right). \qquad (4\text{-}13)$$

Количество тепла, отданное или воспринятое 1 $м^2$ пластины с обеих ее сторон, равно:

$$Q = Q_0 \sum_{i=1}^{\infty} A_i^n \frac{\sin\beta_i}{\beta_i}\left[1 - \exp\left(-\beta_i^2\,Fo\right)\right] \ [ккал/м^2], \qquad (4\text{-}14)$$

где

$$Q_0 = 2\delta c\gamma\,(t_1 - t_0) \ [ккал/м^2]. \qquad (4\text{-}15)$$

На рис. 4-1 — 4-3 даны номограммы для определения безразмерных температур поверхности пластины $\vartheta_{cm}=\frac{t_{cm}-t_0}{t_1-t_0}$ и в ее средней плоскости $\vartheta_{ц}=\frac{t_{ц}-t_0}{t_1-t_0}$, а также относительной теплоотдачи $\frac{Q}{Q_0}$.

б) Неограниченная пластина толщиной 2δ имеет в момент времени $\tau=0$ температуру окружающей среды. В дальнейшем температура среды является линейной функцией времени:

$$t_0=t_1+b\tau, \tag{4-16}$$

где t_1 — температура среды и пластины при $\tau=0$.

Безразмерная температура пластины в сечении x (по толщине) в момент времени τ равна [Л. 4-7]:

$$\frac{a(t-t_1)}{b\delta^2}=\mathrm{Fo}-\frac{1}{2}\left[\left(1+\frac{2}{\mathrm{Bi}}\right)-\left(\frac{x}{\delta}\right)^2\right]+$$

$$+\sum_{i=1}^{\infty}A_i^n\frac{\cos\left(\beta_i\frac{x}{\delta}\right)}{\beta_i^2}\exp\left(-\beta_i^2\mathrm{Fo}\right). \tag{4-17}$$

Количество тепла Q, отданное или воспринятое 1 $м^2$ пластины с обеих ее сторон, равно:

$$Q=2\lambda\frac{b\delta^3}{a^2}\left\{\mathrm{Fo}-\sum_{i=1}^{\infty}\frac{A_i^n\sin\beta_i}{\beta_i^3}\left[1-\exp\left(-\beta_i^2\mathrm{Fo}\right)\right]\right\}\ ккал/м^2. \tag{4-18}$$

Здесь β_i, Bi, A_i^n и Fo — см. § 4-3, п. „а";

a [$м^2$/]час — коэффициент температуропроводности;

τ [час.] — время охлаждения (нагрева).

Для неограниченной пластины имеются также [Л. 4-7] решения для следующих условий:

в) Пластина равномерно прогрета до температуры t_1. В начальный момент времени поверхности пластины мгновенно охлаждаются до температуры $t_н$, которая остается постоянной во время всего процесса охлаждения.

г) Пластина в начальный момент $\tau=0$ имеет во всех сечениях одинаковую температуру t_1. Она нагревается одинаково с обеих сторон постоянным тепловым потоком.

д) Температура пластины в момент времени $\tau=0$ равна температуре окружающей среды t_1. В дальнейшем температура среды является экспоненциальной функцией времени:

$$t_0=t_m-(t_m-t_1)\,e^{-k\tau},$$

где t_m — максимальная температура среды (при $\tau=\infty$); k — постоянная.

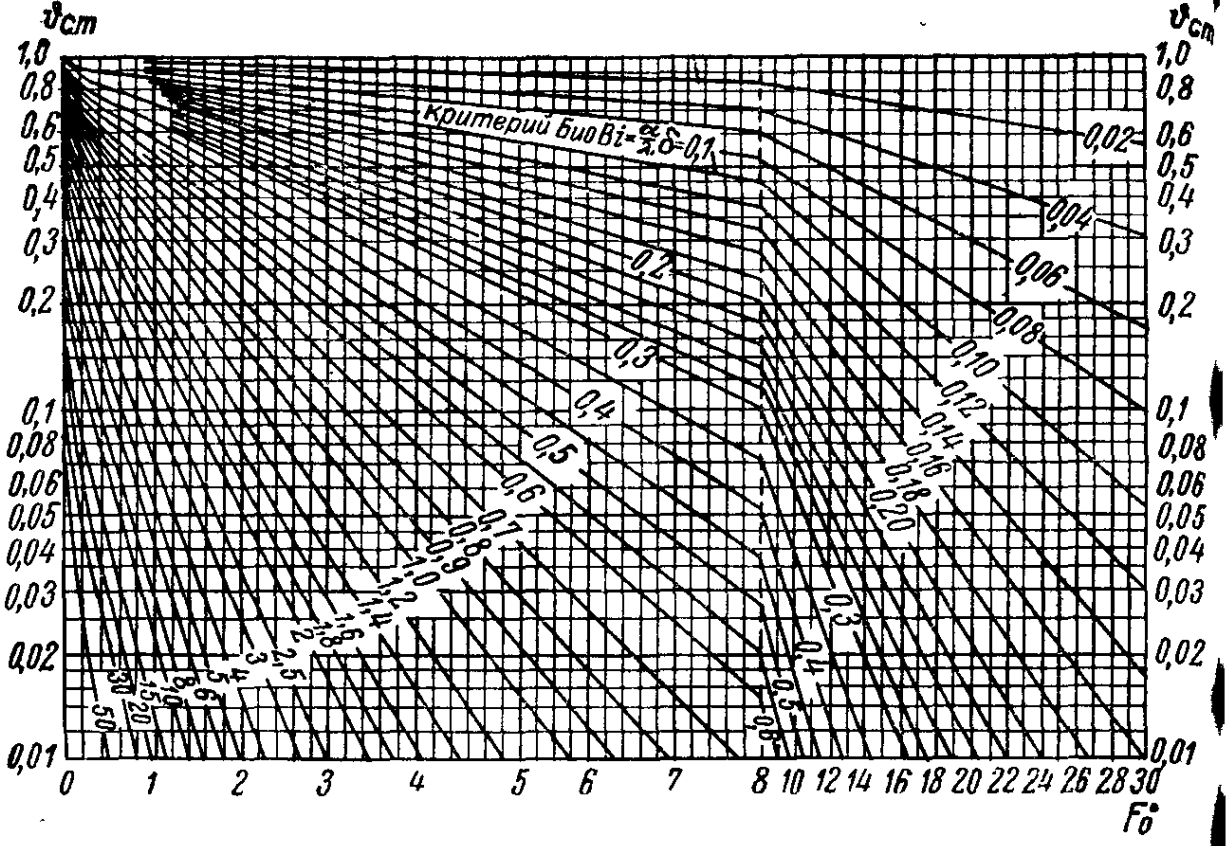


Рис. 4-1. Безразмерная температура на поверхности неограниченной пластины

$$\vartheta_{cm} = \frac{t_{cm} - t_0}{t_1 - t_0}$$

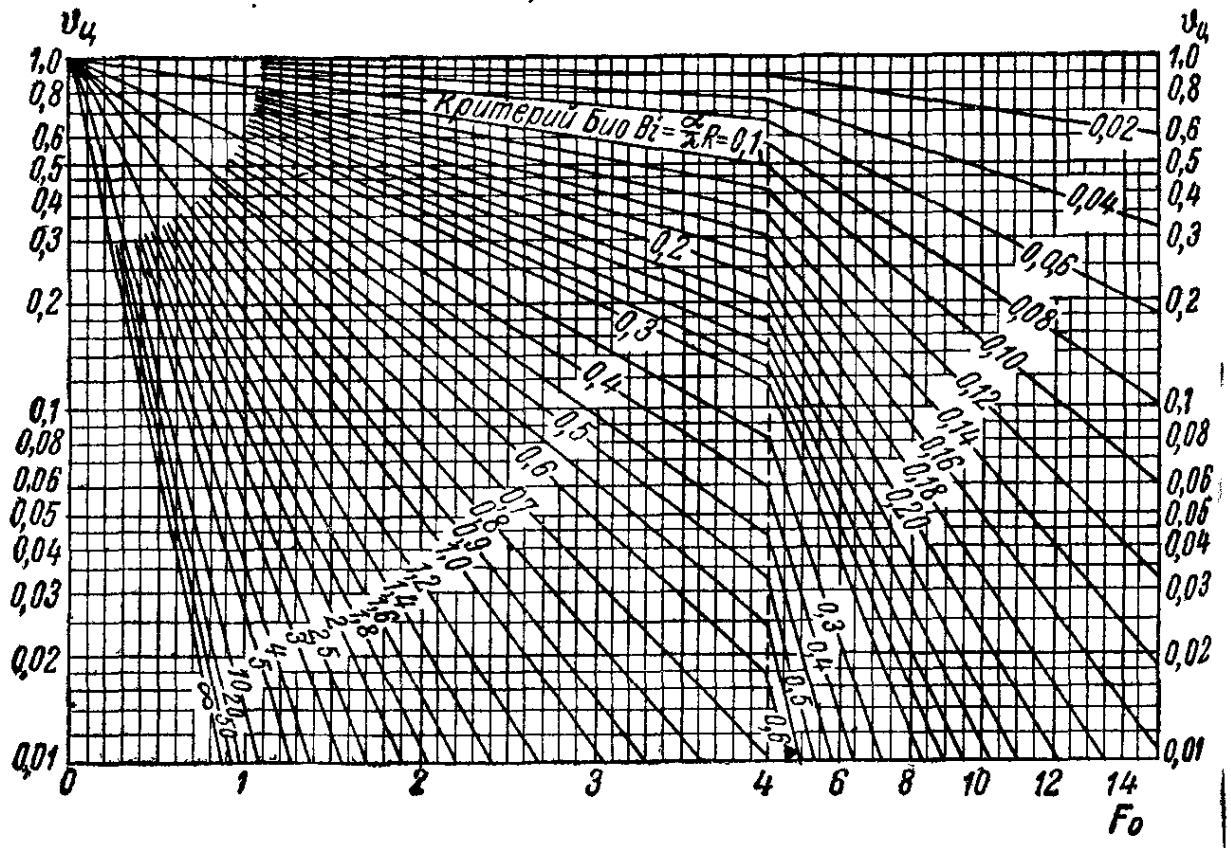


Рис. 4-2. Безразмерная температура в середине неограниченной пластины

$$\vartheta_{ц} = \frac{t_{ц} - t_0}{t_1 - t_0}$$

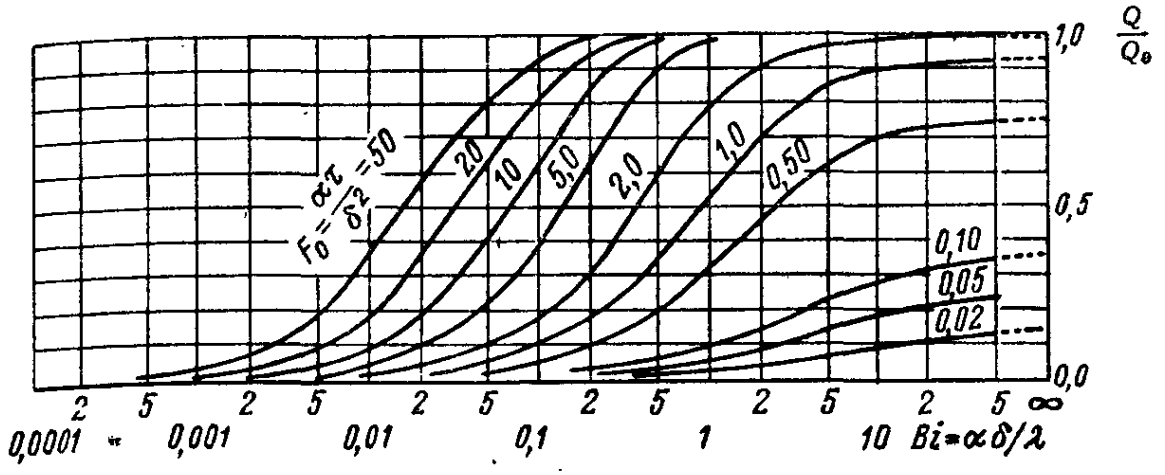


Рис. 4-3. Относительная теплоотдача $\frac{Q}{Q_0}$ неограниченной пластины

4-4. Цилиндр бесконечной длины

а) Бесконечно длинный сплошной цилиндр радиуса R_0, равномерно прогретый в начальный момент времени $\tau = 0$ до температуры t_1, погружен в среду с постоянной температурой t_0. Коэффициент теплоотдачи от поверхности цилиндра к среде α не меняется во времени. Безразмерная температура коаксиального сечения радиуса R в момент τ [Л. 4-1, 4-7]:

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} = \sum_{i=1}^{\infty} A_i^{\mu} I_0 \left(\beta_i \frac{R}{R_0}\right) \exp\left(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}\right). \qquad (4\text{-}19)$$

Здесь значения корней характеристического уравнения

$$\beta_i = \beta_i(\mathrm{Bi}) \text{ — см. табл. 4-3;}$$

коэффициенты A_i^{μ} — см. табл. 4-4;

$$\mathrm{Bi} = \frac{\alpha R_0}{\lambda}; \quad \mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{R_0^2}.$$

При $\mathrm{Bi} > 100$ имеем $t_{cm} \approx t_0$ и

$$\vartheta = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2 I_0 \left(\beta_i \frac{R}{R_0}\right)}{\beta_i I_1(\beta_i)} \exp\left(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}\right). \qquad (4\text{-}20)$$

При $\mathrm{Bi} \to 0$ [Л. 4-7]

$$\vartheta = I_0\left(\sqrt{2\mathrm{Bi}}\,\frac{R}{R_0}\right) \exp\left(-2\mathrm{Bi}\,\mathrm{Fo}\right). \qquad (4\text{-}21)$$

Таблица 4-3

Корни характеристического уравнения β_i к расчету цилиндра бесконечной длины

Bi	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
0,0	0,0000	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237	16,4706
0,01	0,1412	3,8343	7,0170	10,1745	13,3244	16,4712
0,02	0,1995	3,8369	7,0184	10,1754	13,3252	16,4718
0,04	0,2814	3,8421	7,0213	10,1774	13,3267	16,4731
0,06	0,3438	3,8473	7,0241	10,1794	13,3282	16,4743
0,08	0,3960	3,8525	7,0270	10,1813	13,3297	16,4755
0,10	0,4417	3,8577	7,0298	10,1833	13,3312	16,4767
0,15	0,5376	3,8706	7,0369	10,1882	13,3349	16,4797
0,20	0,6170	3,8835	7,0440	10,1931	13,3387	16,4828
0,30	0,7465	3,9091	7,0582	10,2029	13,3462	16,4888
0,40	0,8516	3,9344	7,0723	10,2127	13,3537	16,4949
0,50	0,9408	3,9594	7,0864	10,2225	13,3611	16,5010
0,60	1,0184	3,9841	7,1004	10,2322	13,3686	16,5070
0,70	1,0873	4,0085	7,1143	10,2419	13,3761	16,5131
0,80	1,1490	4,0325	7,1282	10,2519	13,3835	16,5191
0,90	1,2048	4,0562	7,1421	10,2613	13,3910	16,5251
1,0	1,2558	4,0795	7,1558	10,2710	13,3984	16,5312
1,5	1,4569	4,1902	7,2233	10,3188	13,4353	16,5612
2,0	1,5994	4,2910	7,2884	10,3658	13,4719	16,5910
3,0	1,7887	4,4634	7,4103	10,4566	13,5434	16,6499
4,0	1,9081	4,6018	7,5201	10,5423	13,6125	16,7073
5,0	1,9898	4,7131	7,6177	10,6223	13,6786	16,7630
6,0	2,0490	4,8033	7,7039	10,6964	13,7414	16,8168
7,0	2,0937	4,8772	7,7797	10,7646	13,8008	16,8684
8,0	2,1286	4,9384	7,8464	10,8271	13,8566	16,9179
9,0	2,1566	4,9897	7,9051	10,8842	13,9090	16,9650
10,0	2,1795	5,0332	7,9569	10,9363	13,9580	17,0099
15,0	2,2509	5,1773	8,1422	11,1367	14,1576	17,2008
20,0	2,2880	5,2568	8,2534	11,2677	14,2983	17,3442
30,0	2,3261	5,3410	8,3771	11,4221	14,4748	17,5348
40,0	2,3455	5,3846	8,4432	11,5081	14,5774	17,6508
50,0	2,3572	5,4112	8,4840	11,5621	14,6433	17,7272
60,0	2,3651	5,4291	8,5116	11,5990	14,6889	17,7807
80,0	2,3750	5,4516	8,5466	11,6461	14,7475	17,8502
100,0	2,3809	5,4652	8,5678	11,6747	14,7834	17,8931
∞	2,4048	5,5201	8,6537	11,7915	14,9309	18,0711

Количество тепла, отданное или воспринятое одним погонным метром цилиндра, равно

$$Q = Q_0 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2I_1(\beta_i)\, A_i^u}{\beta_i} [1 - \exp(-\beta_i^2 \mathrm{Fo})] \ [ккал/м], \qquad (4\text{-}22)$$

где

$$Q_0 = \pi R_0^2 c\gamma (t_1 - t_0) \ [ккал/м].$$

На рис. 4-4, 4-5 и 4-6 даны номограммы для определения безразмерных температур на поверхности $\vartheta_{ст}$ и по оси $\vartheta_{ц}$ цилиндра, а также относительной теплоотдачи Q/Q_0.

Таблица 4-4

Коэффициенты A_i^u для расчета цилиндра бесконечной длины

Bi	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
0,0	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
0,01	1,0031	—0,0034	0,0013	—0,0008	0,0005	—0,0004
0,02	1,0049	—0,0067	0,0027	—0,0015	0,0010	—0,0007
0,04	1,0102	—0,0135	0,0052	—0,0031	0,0021	—0,0015
0,06	1,0150	—0,0201	0,0081	—0,0046	0,0031	—0,0023
0,08	1,0199	—0,0268	0,0110	—0,0062	0,0041	—0,0030
0,10	1,0245	—0,0333	0,0135	—0,0077	0,0051	—0,0037
0,15	1,0366	—0,0497	0,0202	—0,0116	0,0077	—0,0056
0,20	1,0482	—0,0658	0,0269	—0,0154	0,0103	—0,0075
0,30	1,0711	—0,0972	0,0401	—0,0231	0,0155	—0,0112
0,40	1,0931	—0,1277	0,0582	—0,0307	0,0205	—0,0150
0,50	1,1142	—0,1571	0,0662	—0,0383	0,0256	—0,0187
0,60	1,1345	—0,1857	0,0790	—0,0458	0,0307	—0,0224
0,70	1,1539	—0,2132	0,0917	—0,0533	0,0358	—0,0261
0,80	1,1724	—0,2398	0,1043	—0,0608	0,0408	—0,0298
0,90	1,1902	—0,2654	0,1167	—0,0682	0,0459	—0,0335
1,0	1,2071	—0,2901	0,1289	—0,0756	0,0509	—0,0372
1,5	1,2807	—0,4008	0,1877	—0,1117	0,0756	—0,0554
2,0	1,3377	—0,4923	0,2422	—0,1404	0,0998	—0,0732
3,0	1,4192	—0,6309	0,3384	—0,2114	0,1463	—0,1084
4,0	1,4698	—0,7278	0,4184	—0,2699	0,1898	—0,1420
5,0	1,5029	—0,7973	0,4842	—0,3220	0,2301	—0,1735
6,0	1,5253	—0,8484	0,5382	—0,3679	0,2672	—0,2038
7,0	1,5409	—0,8869	0,5825	—0,4080	0,3010	—0,2317
8,0	1,5523	—0,9225	0,6189	—0,4430	0,3316	—0,2579
9,0	1,5611	—0,9393	0,6491	—0,4735	0,3593	—0,2826
10,0	1,5677	—0,9575	0,6784	—0,5000	0,3843	—0,3042
15,0	1,5853	—1,0091	0,7519	—0,5901	0,4760	—0,3913
20,0	1,5918	—1,0309	0,7889	—0,6382	0,5303	—0,4461
30,0	1,5964	—1,0488	0,8195	—0,6827	0,5853	—0,5062
40,0	1,5988	—1,0580	0,8335	—0,7018	0,6133	—0,5390
50,0	1,5995	—1,0587	0,8396	—0,7112	0,6227	—0,5544
60,0	1,6009	—1,0589	0,8428	—0,7165	0,6301	—0,5642
80,0	1,6012	—1,0599	0,8463	—0,7212	0,6398	—0,5770
100,0	1,6014	—1,0631	0,8505	—0,7245	0,6415	—0,5850
∞	1,6021	—1,0648	0,8558	—0,7296	0,6485	—0,5896

б) Бесконечно длинный сплошной цилиидр радиуса R_0 имеет в момент времени $\tau = 0$ температуру окружающей среды. В дальнейшем температура среды является линейной функцней времени согласио (4-16).

Температура иа радиусе R в момент времеии τ равна [Л. 4-7]:

$$\frac{a(t-t_1)}{bR_0^2} = \mathrm{Fo} - \frac{1}{4}\left[\left(1+\frac{2}{\mathrm{Bi}}\right) - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right] + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_i^u I_0\left(\beta_i \frac{R}{R_0}\right)}{\beta_i^2} \exp\left(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}\right) \qquad (4\text{-}23)$$

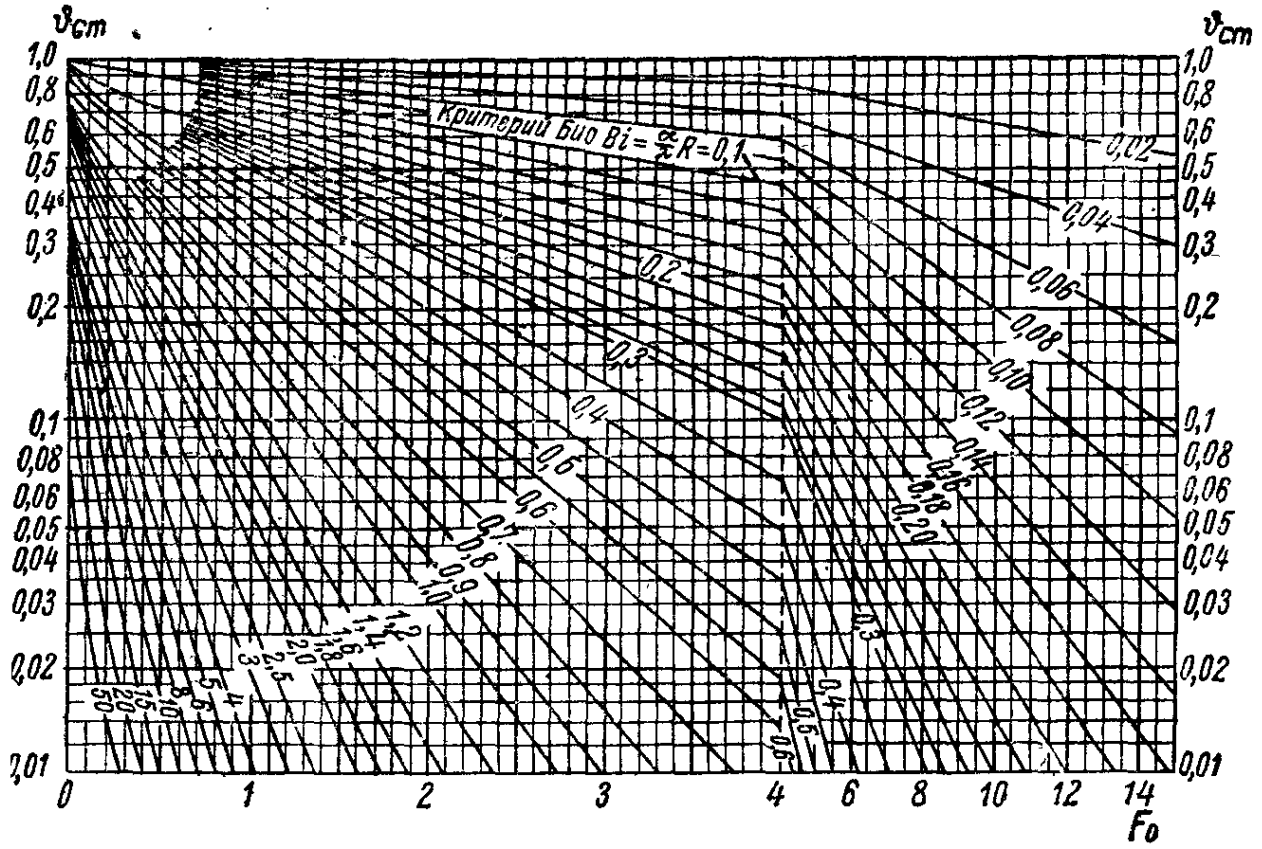


Рис. 4-4. Безразмерная температура на поверхности цилиндра бесконечной длины

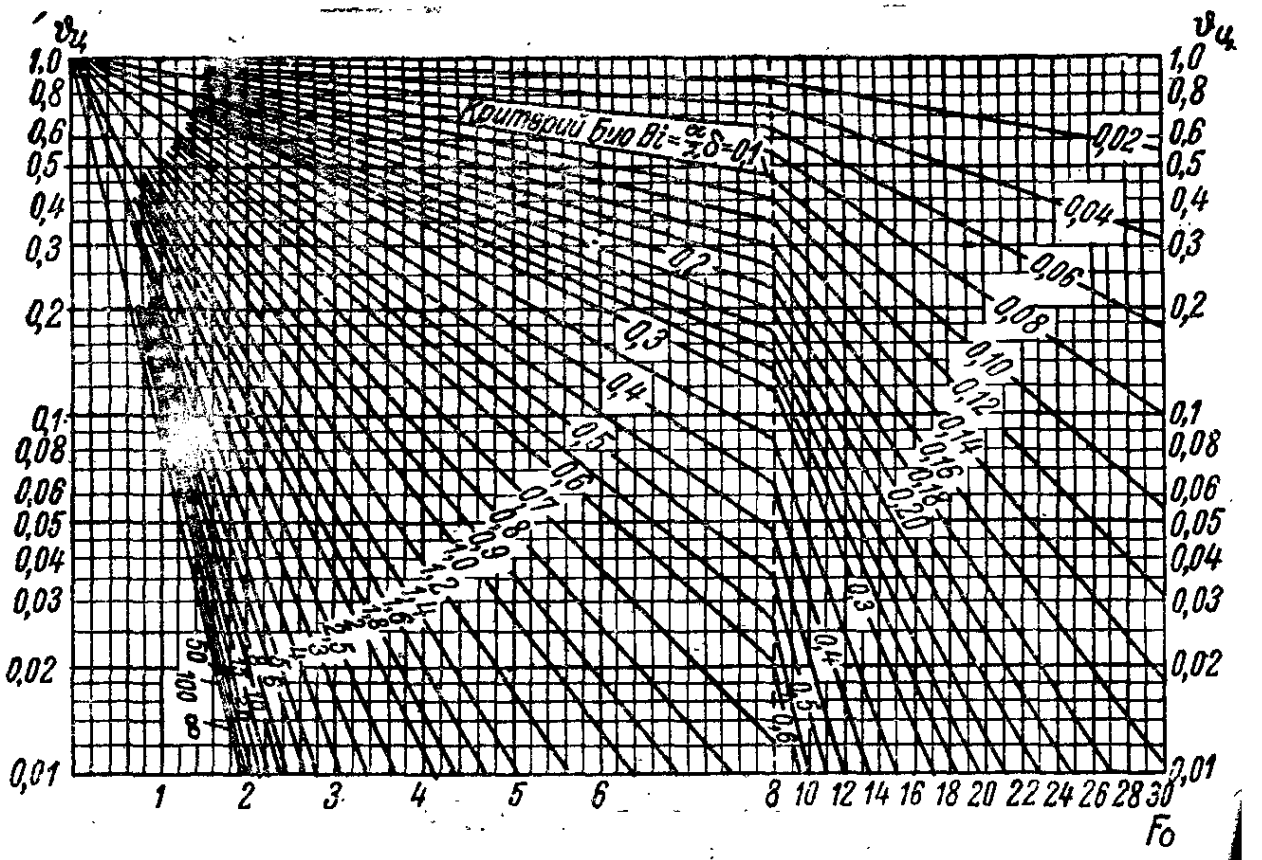


Рис. 4-5. Безразмерная температура по оси цилиндра бесконечной длины

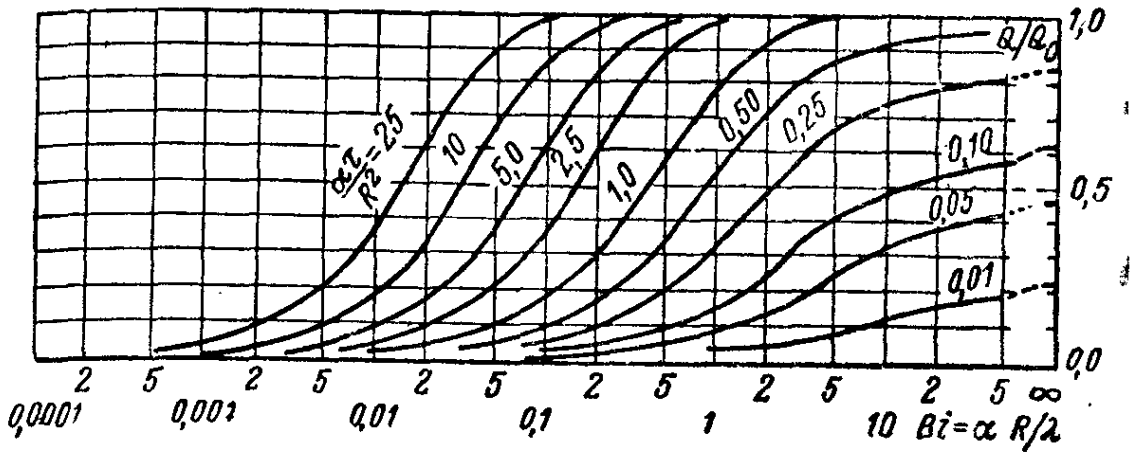


Рис. 4-6. Относительная теплоотдача цилиндра бесконечной длины

Количество тепла, отданного или воспринятого одним погонным метром цилиндра, равно:

$$Q = \lambda \frac{\pi b R_0^4}{a^2} \left\{ \mathrm{Fo} - \frac{1}{8}\left(1 + \frac{4}{\mathrm{Bi}}\right) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2I_1(\beta i)\, A_i^{\mu}}{\beta_i^3} \times \right.$$

$$\left. \times \exp\left(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}\right) \right\} \ [ккал/м], \qquad (4\text{-}24)$$

где β_i, A_i^{μ}, Bi, Fo — см. § 4-4,а; b [*град/час*] — коэффициент в формуле (4-16), a в *м²/час*.

Для цилиндра бесконечной длины в [Л. 4-7] даны решения для тех же случаев, что и для неограниченной пластины.

Кроме того, дано решение для случая, когда цилиндр бесконечной длины помещен в неограниченный массив, причем теплообмен между поверхностью цилиндра и массивом происходит по закону теплопроводности.

4-5. Шар

Сплошной шар радиуса R_0, равномерно прогретый в начальный момент времени $\tau = 0$ до температуры t_1, погружен в среду с постоянной температурой t_0. Коэффициент теплоотдачи от поверхности шара к среде α не меняется во времени. Безразмерная температура концентрической сферы радиусом R в момент τ [Л. 4-1, 4-7]

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i^{\mu} \sin\left(\beta_i \dfrac{R}{R_0}\right)}{\beta_i \dfrac{R}{R_0}} \exp\left(-\beta_i^2 \mathrm{Fo}\right). \qquad (4\text{-}25)$$

Здесь корни характеристического уравнения $\beta_i = \beta_i(\mathrm{Bi})$ см. табл. 4-5; коэффициенты A_i^{μ} — см. табл. 4-6; $\mathrm{Bi} = \dfrac{\alpha R_0}{\lambda}$; $\mathrm{Fo} = \dfrac{a\tau}{R_0^2}$.

Таблица 4-5

Корни характеристического уравнения β_i к расчету шара

Bi	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
0,0	0,0000	4,4934	7,7253	10,9041	14,0662	17,2208
0,005	0,1224	4,4945	7,7259	10,9046	14,0666	17,2210
0,01	0,1730	4,4956	7,7265	10,9050	14,0669	17,2213
0,02	0,2445	4,4979	7,7278	10,9060	14,0676	17,2219
0,03	0,2991	4,5001	7,7291	10,9069	14,0683	17,2225
0,04	0,3450	4,5023	7,7304	10,9078	14,0690	17,2231
0,05	0,3854	4,5045	7,7317	10,9087	14,0697	17,2237
0,06	0,4217	4,5068	7,7330	10,9096	14,0705	17,2242
0,07	0,4551	4,5090	7,7343	10,9105	14,0712	17,2248
0,08	0,4860	4,5112	7,7356	10,9115	14,0719	17,2254
0,09	0,5150	4,5134	7,7369	10,9124	14,0726	17,2260
0,10	0,5423	4,5157	7,7382	10,9133	14,0733	17,2266
0,15	0,6609	4,5268	7,7447	10,9179	14,0769	17,2295
0,20	0,7593	4,5379	7,7511	10,9225	14,0804	17,2324
0,30	0,9208	4,5601	7,7641	10,9316	14,0875	17,2382
0,40	1,0528	4,5822	7,7770	10,9408	14,0946	17,2440
0,50	1,1656	4,6042	7,7899	10,9499	14,1017	17,2498
0,60	1,2644	4,6261	7,8028	10,9591	14,1088	17,2556
0,70	1,3525	4,6479	7,8156	10,9682	14,1159	17,2614
0,80	1,4320	4,6696	7,8284	10,9774	14,1230	17,2672
0,90	1,5044	4,6911	7,8412	10,9865	14,1301	17,2730
1,0	1,5708	4,7124	7,8540	10,9956	14,1372	17,2788
1,1	1,6320	4,7335	7,8667	11,0047	14,1443	17,2845
1,2	1,6887	4,7544	7,8794	11,0137	14,1513	17,2903
1,3	1,7414	4,7751	7,8920	11,0228	14,1584	17,2961
1,4	1,7906	4,7956	7,9046	11,0318	14,1654	17,3019
1,5	1,8366	4,8158	7,9171	11,0409	14,1724	17,3076
1,6	1,8798	4,8358	7,9295	11,0498	14,1795	17,3134
1,7	1,9203	4,8556	7,9419	11,0588	14,1865	17,3192
1,8	1,9586	4,8751	7,9542	11,0677	14,1935	17,3249
1,9	1,9947	4,8943	7,9665	11,0767	14,2005	17,3306
2,0	2,0288	4,9132	7,9787	11,0856	14,2075	17,3364
2,5	2,1746	5,0037	8,0385	11,1296	14,2421	17,3649
3,0	2,2889	5,0870	8,0962	11,1727	14,2764	17,3932
4,0	2,4557	5,2329	8,2045	11,2560	14,3434	17,4490
5,0	2,5704	5,3540	8,3029	11,3349	14,4080	17,5034
6,0	2,6537	5,4544	8,3914	11,4086	14,4699	17,5562
7,0	2,7165	5,5378	8,4703	11,4773	14,5288	17,6072
8,0	2,7654	5,6078	8,5406	11,5408	14,5847	17,6567
9,0	2,8044	5,6669	8,6031	11,5994	14,6374	17,7032
10,0	2,8363	5,7172	8,6587	11,6532	14,6870	17,7481
11,0	2,8628	5,7606	8,7083	11,7027	14,7335	17,7908
16,0	2,9476	5,9080	8,8838	11,8659	14,9251	17,9742
21,0	2,9930	5,9921	9,0019	12,0250	15,0625	18,1136
31,0	3,0406	6,0831	9,1294	12,1807	15,2380	18,3018
41,0	3,0651	6,1311	9,1987	12,2688	15,3417	18,4180
51,0	3,0801	6,1606	9,2420	12,3247	15,4070	18,4953
61,0	3,0901	6,1805	9,2715	12,3632	15,4559	18,5497
81,0	3,1028	6,2058	9,3089	12,4124	15,5164	18,6209
101,0	3,1105	6,2211	9,3317	12,4426	15,5537	18,6650
∞	3,1416	6,2832	9,4248	12,5664	15,7080	18,8496

Таблица 4-6

Коэффициенты A_i^{III} для расчета шара

Bi	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
0,000	1,0000	—0,0000	0,0000	—0,0000	0,0000	—0,0000
0,005	1,0025	—0,0023	0,0013	—0,0009	0,0007	—0,0006
0,01	1,0035	—0,0046	0,0026	—0,0018	0,0014	—0,0012
0,02	1,0055	—0,0091	0 0052	—0,0037	0,0029	—0,0023
0,03	1,0089	—0,0137	0,0078	—0,0055	0,0043	—0,0035
0,04	1,0121	—0,0182	0,0104	—0,0074	0,0057	—0,0047
0,05	1,0147	—0,0227	0,0130	—0,0092	0,0071	—0,0058
0,06	1,0181	—0,0273	0,0156	—0,0110	0,0085	—0,0070
0,07	1,0206	—0,0318	0,0183	—0,0129	0,0100	—0,0081
0,08	1,0239	—0,0363	0,0209	—0,0147	0,0114	—0,0093
0,09	1,0266	—0,0409	0,0235	—0,0166	0,0128	—0,0105
0,10	1,0297	—0,0454	0,0260	—0,0184	0,0142	—0,0116
0,15	1,0443	—0,0679	0,0390	—0,0276	0,0214	—0,0174
0,20	1,0592	—0,0894	0,0520	—0,0368	0,0285	—0,0232
0,30	1,0880	—0,1345	0,0779	—0,0551	0,0427	—0,0349
0,40	1,1164	—0,1781	0,1036	—0,0734	0,0569	—0,0465
0,50	1,1440	—0,2216	0,1292	—0,0916	0,0710	—0,0580
0,60	1,1713	—0,2633	0,1546	—0,1098	0,0852	—0,0696
0,70	1,1978	—0,3048	0,1799	—0,1270	0,0998	—0,0812
0,80	1,2237	—0,3455	0,2050	—0,1460	0,1134	—0,0927
0,90	1,2488	—0,3854	0,2299	—0,1640	0,1275	—0,1042
1,0	1,2732	—0,4244	0,2546	—0,1819	0,1415	—0,1157
1,1	1,2970	—0,4626	0,2792	—0,1997	0,1555	—0,1272
1,2	1,3200	—0,4999	0,3035	—0,2175	0,1694	—0,1387
1,3	1,3424	—0,5364	0,3276	—0,2352	0,1833	—0,1501
1,4	1,3640	—0,5720	0,3515	—0,2528	0,1972	—0,1616
1,5	1,3848	—0,6067	0,3752	—0,2703	0,2110	—0,1730
1,6	1,4051	—0,6405	0,3986	—0,2878	0,2248	—0,1843
1,7	1,4247	—0,6735	0,4218	—0,3051	0,2385	—0,1957
1,8	1,4436	—0,7063	0,4447	—0,3228	0,2522	—0,2078
1,9	1,4618	—0,7368	0,4674	—0,3395	0,2659	—0,2183
2,0	1,4793	—0,7673	0,4899	—0,3565	0,2795	—0,2296
2,5	1,5579	—0,9073	0,5980	—0,4365	0,3449	—0,2855
3,0	1,6223	—1,0288	0,6993	—0,5205	0,4122	—0,3405
4,0	1,7201	—1,2253	0,8811	—0,6719	0,5384	—0,4476
5,0	1,7870	—1,3723	1,0363	—0,8095	0,6570	—0,5501
6,0	1,8338	—1,4860	1,1673	—0,9333	0,7702	—0,6428
7,0	1,8673	—1,5731	1,2776	—1,0437	0,8695	—0,7398
8,0	1,8920	—1,6409	1,3703	—1,1415	0,9633	—0,8264
9,0	1,9106	—1,6949	1,4482	—1,2280	1,0489	—0,9073
10	1,9249	—1,7381	1,5141	—1,3042	1,1269	—0,9827
11	1,9364	—1,7732	1,5698	—1,3713	1,1977	—1,0527
16	1,9663	—1,8766	1,7489	—1,6058	1,4633	—1,3105
21	1,9801	—1,9235	1,8385	—1,7360	1,6256	—1,5149
31	1,9905	—1,9626	1,9186	—1,8616	1,7950	—1,7225
41	1,9948	—1,9780	1,9515	—1,9161	1,8732	—1,8263
51	1,9964	—1,9856	1,9680	—1,9441	1,9145	—1,8802
61	1,9974	—1,9901	1,9773	—1,9601	1,9387	—1,9135
81	1,9985	—1,9942	1,9869	—1,9769	1,9644	—1,9492
101	1,9993	—1,9962	1,9915	—1,9850	1,9767	—1,9667
∞	2,0000	—2,0000	2,0000	—2,0000	2,0000	—2,0000

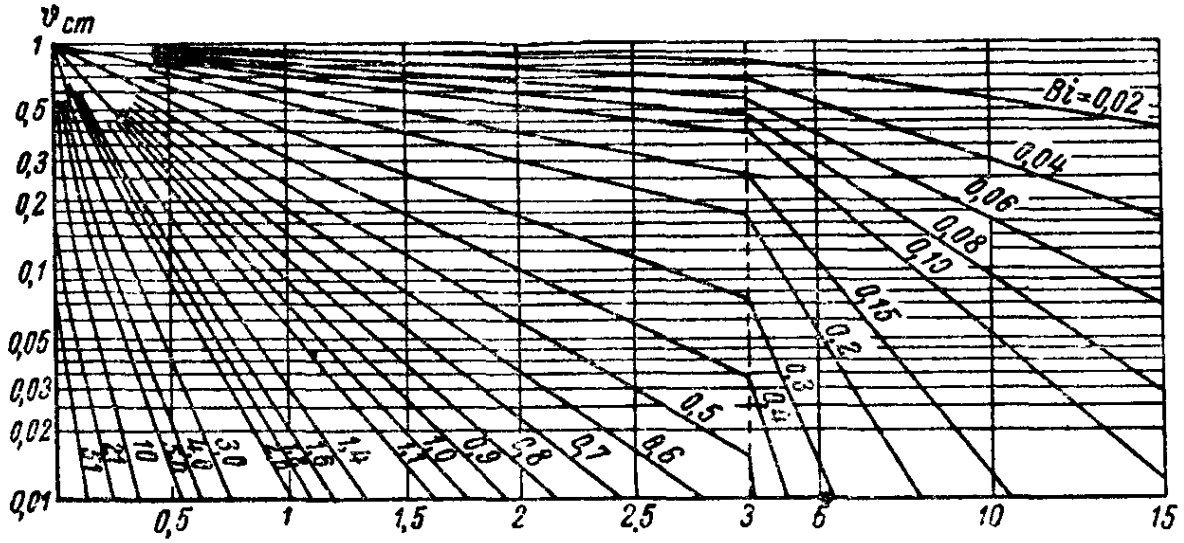


Рис. 4-7. Безразмерная температура на поверхности шара

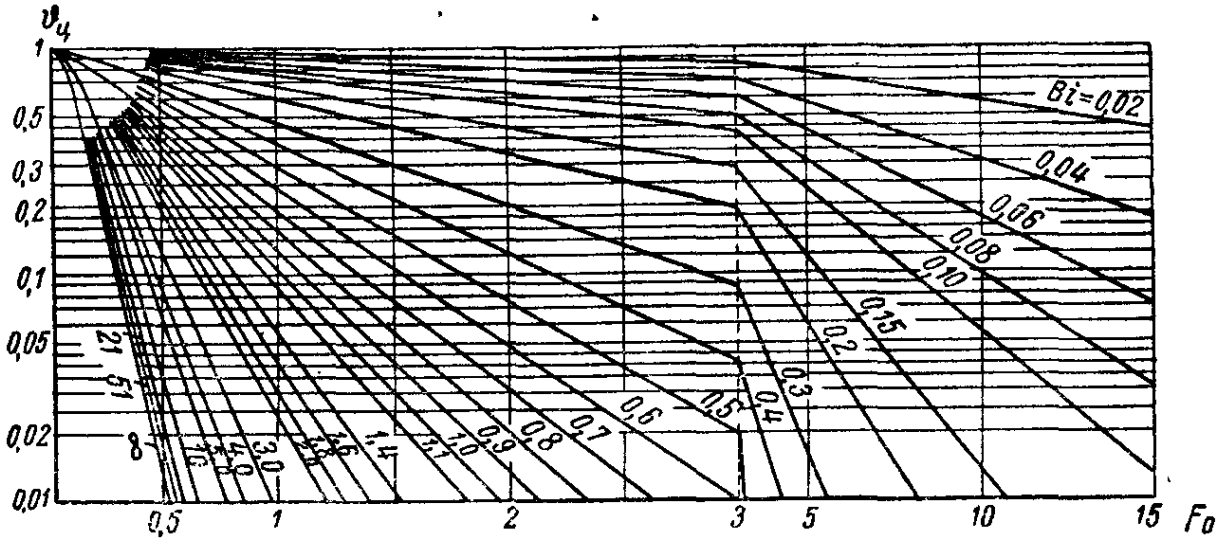


Рис. 4-8. Безразмерная температура в центре шара

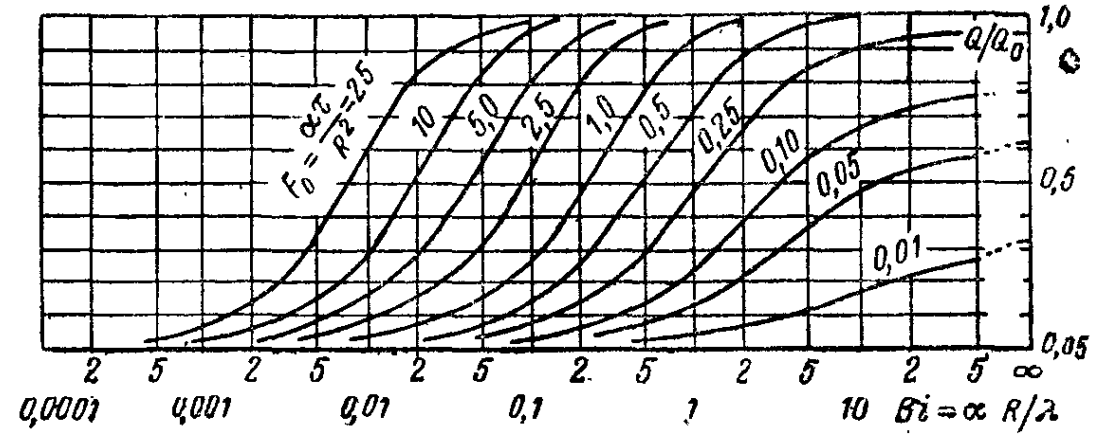


Рис. 4-9. Относительная теплоотдача шара

Количество тепла, отданное шаром, равно:

$$Q = Q_0 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{3A_i^{III}(\sin\beta_i - \beta_i\cos\beta_i)}{\beta_i^3}[1 - \exp(-\beta_i^2 \mathrm{Fo})]\ [ккал], \quad (4\text{-}26)$$

где

$$Q_0 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 c\gamma(t_1 - t_0)\ [ккал]. \quad (4\text{-}27)$$

При $\mathrm{Bi} > 100$

$$t_{cm} \approx t_0$$

и

$$\vartheta = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2(-1)^{i+1}R_0}{i\pi R}\sin\left(i\pi\frac{R}{R_0}\right)\exp(-i^2\pi^2\mathrm{Fo}). \quad (4\text{-}28)$$

При $\mathrm{Bi} \to 0$ [Л. 4-7]

$$\vartheta = \frac{R_0}{R\sqrt{3\mathrm{Bi}}}\sin\left(\sqrt{3\mathrm{Bi}}\frac{R}{R_0}\right)\exp(-3\mathrm{BiFo}). \quad (4\text{-}29)$$

На рис. 4-7, 4-8 и 4-9 даны номограммы для определения безразмерных температур поверхности и центра шара ϑ_{cm} и $\vartheta_ц$, а также относительной теплоотдачи Q/Q_0. Для шара в [Л. 4-7] даны решения для тех же случаев, что и для неограниченной пластины.

Кроме того, дано приближенное решение для случая, когда шар помещен в неограниченный массив, причем охлаждение его происходит путем теплопроводности.

4-6. Цилиндр конечной длины [Л. 4-7]

а) Условия задачи те же, что и в § 4-4,а, но цилиндр имеет конечную длину, равную $2l$. Начало координат находится в центре цилиндра; ось x направлена вдоль оси цилиндра. Безразмерная температура в точке цилиндра с координатами (R, x) в момент времени τ

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} = \vartheta_1\vartheta_2. \quad (4\text{-}30)$$

Здесь ϑ_1 — безразмерная температура коаксиального сечения радиусом R в момент времени τ для цилиндра бесконечной длины — формула (4-19);

ϑ_2 — безразмерная температура в плоскости x в момент времени τ для неограниченной пластины толщиной $2\delta = 2l$ — формула (4-11).

Количество тепла, отданного цилиндром, равно:

$$Q = 2\pi R_0^2 lc\gamma(t_1 - t_0) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty} B_{n1}B_{m2}\exp\left[1 - \left(\frac{\beta_{l1}^2}{R_0^2} + \frac{\beta_{l2}^2}{l^2}\right)a\tau\right], \quad (4\text{-}31)$$

где

$$B_{n1} = \frac{4\mathrm{Bi}_1^2}{\beta_{i1}^2(\beta_{i1}^2 + \mathrm{Bi}_1^2)}; \quad B_{m2} = \frac{2\mathrm{Bi}_2^2}{\beta_{i2}^2(\mathrm{Bi}_2^2 + \mathrm{Bi}_2 + \beta_{i2}^2)};$$

β_{i1} и β_{i2} — корни характеристических уравнений (для цилиндра бесконечной длины см. табл. 4-3 и для неограниченной пластины — табл. 4-1).

Пример. Стальной цилиндр ⌀ 200 *мм* и длиной 200 *мм* нагрет до температуры $t_1 = 500°$ С. В момент времени $\tau = 0$ цилиндр помещен в тающий лед ($t_0 = 0°$ С). Коэффициент теплоотдачи α принимаем равным 5000 *ккал/м²·град·час*. Для стали $a = 45 \cdot 10^{-3}$ *м²/час*, $\lambda = 30$ *ккал/м·град·час*.

Необходимо найти температуру в центре цилиндра через 12 мин. Решение находим для бесконечной пластины толщиной $2\delta = 200$ *мм* и для бесконечного цилиндра $2R_0 = 200$ *мм*.

Для пластины:

$$\mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{\delta^2} = \frac{45 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}2}{0{,}1^2} = 0{,}9;$$

$$\mathrm{Bi} = \frac{\alpha\delta}{\lambda} = \frac{5000 \cdot 0{,}1}{30} = 17;$$

По рис. 4-2:

$$1 - \vartheta_{ц.пл} = 0{,}24; \quad \vartheta_{ц2} = 0{,}76.$$

Для цилиндра:

$$\mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{R_0^2} = \frac{45 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}2}{0{,}1^2} = 0{,}9;$$

$$\mathrm{Bi} = \frac{\alpha R_0}{\lambda} = \frac{5000 \cdot 0{,}1}{30} = 17.$$

По рис. 4-5:

$$1 - \vartheta_{ц.цил} = 0{,}016; \quad \vartheta_{ц1} = 0{,}98.$$

Таким образом, для цилиндра конечной длины

$$\vartheta_{ц.огр.цил} = 0{,}76 \cdot 0{,}98 = 0{,}745;$$

$$t_{ц.огр.цил} = 0 + (500 - 0) \cdot 0{,}745 = 372° \text{ С}.$$

б) Для цилиндра ограниченной длины решение дано также для случая, когда поверхность цилиндра в начальный момент охлаждается до температуры t_0, которая поддерживается все время постоянной.

4-7. Пластина конечных размеров (параллелепипед) [Л. 4-7]

а) Условия задачи те же, что в § 4-3, а, но пластина имеет конечные размеры, т. е. представляет собою параллелепипед со сторонами $2\delta_1$, $2\delta_2$ и $2\delta_3$.

Начало координат помещено в центре параллелепипеда.

Безразмерная температура в точке параллелепипеда с координатами (x, y, z) в момент времени τ:

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} = \vartheta_1 \vartheta_2 \vartheta_3. \tag{4-32}$$

Здесь ϑ_1 — безразмерная температура в плоскости с координатой x для неограниченной пластины толщиной $2\delta_1$ — формула (4-11);

ϑ_2 — безразмерная температура в плоскости с координатой $x = y$ для неограниченной пластины толщиной $2\delta_2$;

ϑ_3 — безразмерная температура в плоскости с координатой $x = z$ для иеограниченной пластины толщиной $2\delta_3$.

Количество тепла, отданное параллелепипедом, равно:

$$Q = 8\delta_1\delta_2\delta_3 c\gamma (t_1 - t_0) \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} B_{n1} B_{m2} B_{k3} \times$$

$$\times \exp\left[1 - \left(\frac{\beta_{i1}^2}{\delta_1^2} + \frac{\beta_{i2}^2}{\delta_2^2} + \frac{\beta_{i3}^2}{\delta_3^2}\right) a\tau\right], \tag{4-33}$$

где

$$B = \frac{2\mathrm{Bi}^2}{\beta_i^2 [\mathrm{Bi}^2 + \mathrm{Bi} + \beta_i^2]}.$$

Для пластины коиечных размеров даны также решения для условий, аналогичных приведенным в § 4-3, б и 4-3, в.

4-8. Метод конечных разностей

В тех случаях, когда аналитическое решение задачи нестационарной теплопроводности затруднено, можно провестн численный расчет с помощью метода конечных разностей, заменив дифференциальное уравиение (4-2) уравнением в конечных разностях.

Для тел с практически постоянными физическими свойствами этот метод сводится к следующему [Л. 4-1].

Рассматриваемое тело разбивается на слои одинаковой толщины Δx, как то показаио схематическн[1] на рис. 4-10.

Далее выбнрается достаточио малый конечный промежуток времени $\Delta\tau$. Символом ϑ_{nk} обозначается температура в середине n-го слоя в течение всего k-го промежутка времени. Непрерывное рас-

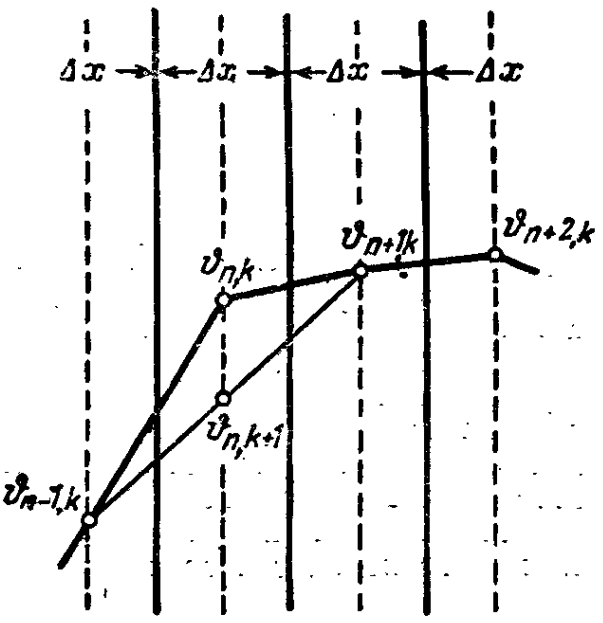


Рис. 4-10. Схема разбивки тела на конечные слои

[1] При расчете многослойной стенки по оси абсцисс откладываются равные величины $\Delta x/\lambda_{cm}$.

пределение температур заменяется, следовательно, ломаной линией $t(x)$. Так как линия температур в пределах n-го слоя имеет два наклона, то первая производная температуры по координате получает в конечных разностях два значения:

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}\right)_+ &= \frac{\vartheta_{n+1,k}-\vartheta_{nk}}{\Delta x};\\ \left(\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}\right)_- &= \frac{\vartheta_{nk}-\vartheta_{n-1,k}}{\Delta x}.\end{aligned}\right\} \tag{4-34}$$

Вторая пронзводная температуры по координате в конечных разностях

$$\frac{\Delta^2\vartheta}{\Delta x^2} = \frac{\left(\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}\right)_+ - \left(\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}\right)_-}{\Delta x} = \frac{\vartheta_{n+1,k}+\vartheta_{n-1,k}-2\vartheta_{nk}}{(\Delta x)^2}. \tag{4-35}$$

Производная температуры по времени в конечных разностях для n-го слоя

$$\frac{\Delta\vartheta}{\Delta\tau} = \frac{\vartheta_{n,k+1}-\vartheta_{nk}}{\Delta\tau}. \tag{4-36}$$

Таким образом, уравнение (4-2) в конечных разностях для одномерной задачи примет вид:

$$\frac{2a}{(\Delta x)^2}\left(\frac{\vartheta_{n+1,k}+\vartheta_{n-1,k}}{2}-\vartheta_{nk}\right) = \frac{\vartheta_{n,k+1}-\vartheta_{nk}}{\Delta\tau}. \tag{4-37}$$

Отсюда приращение температуры n-го слоя за промежуток времени $\Delta\tau$ равно:

$$\vartheta_{n,k+1}-\vartheta_{nk} = \frac{2a\Delta\tau}{(\Delta x)^2}\left(\frac{\vartheta_{n+1,k}+\vartheta_{n-1,k}}{2}-\vartheta_{nk}\right). \tag{4-38}$$

Для удобства графических построений целесообразно выбирать промежуток времени из условия:

$$\Delta\tau = \frac{(\Delta x)^2}{2a}. \tag{4-39}$$

При этом множитель пропорциональности в (4-37) равен единице.

После выбора значения Δx, удобного для графического построения в данных конкретных условиях, строится начальное (заданное) распределение температур в виде ломаной линии *0123*... (см. рис. 4-11). Промежуток времени $\Delta\tau$ определяется по заданным значениям Δx и a согласно условию (4-39). Затем соединяют прямыми точки *1* и *3*, *2* и *4* и т. д., получая на пересечении этих прямых с серединой соответствующего слоя точки *2'*, *3'*, ...

Точки *0'* и *1'* получаются с учетом условий на поверхности тела. Для этого находится точка R, ордината которой равна температуре окружающей среды t_0, а абсцисса равна $\frac{\lambda_{cm}}{\alpha}$, т. е. величине, обрат-

ной толщине дополнительной стенки (см. § 3-1). Параллельно поверхности тела, на расстоянии $\frac{\Delta x}{2}$, проводится линия MN. Прямая, соединяющая точки O и R, определяет на линии MN точку a. Линия, соединяющая точку a с точкой 2, дает точку $1'$ новой температурной кривой. Найденная температурная кривая $0'$, $1'$, $2'$,... принимается за исходную и построение повторяется для получения кривой $0''$, $1''$, $2''$,... и т. д., согласно схеме на рис. 4-11.

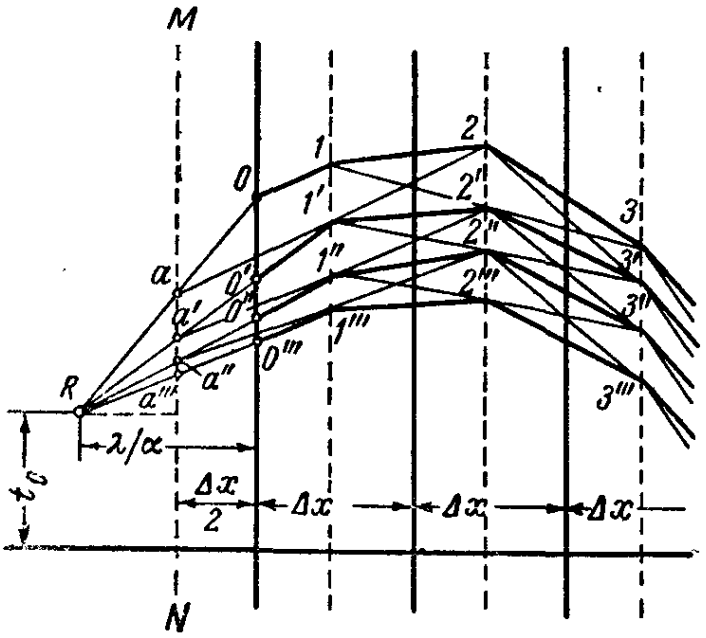


Рис. 4-11. Схема к расчету температуры на поверхности методом конечных разностей

После некоторого времени, когда температурные кривые начнут меняться медленно, целесообразно увеличить отрезки Δx и, соответственно, $\Delta\tau$.

4-9. Метод элементарных балансов

Метод элементарных балансов является развитием рассмотренного в § 4-8 метода конечных разностей на случай трехмерного тела, физические характеристики которого являются функцией температуры. Граничные условия могут быть заданы любым способом и являться функцией времени.

Тело разбивается на ряд конечных, но достаточно малых параллелепипедов со сторонами Δx, Δy, Δz. Контуры тела также описываются, с соответствующим приближением, серией таких параллелепипедов. Расчетными точками являются углы параллелепипедов. Температура в расчетной точке в данный момент времени обозначается через t. Температура в данный момент времени в соседних точках, находящихся на расстоянии Δx, Δy, Δz, обозначается через $t_{x+\Delta x}$, $t_{y+\Delta y}$, $t_{z+\Delta z}$. Температура расчетной точки в последующий момент времени, т. е. через промежуток $\Delta\tau$, обозначается $t_{\tau+\Delta\tau}$. Начальное распределение температур в теле задано. Известен закон изменения физических характеристик и граничные условия. Внутри элементарных параллелепипедов изменение температуры считается линейным.

Ниже приводятся расчетные формулы для однородного тела, физические характеристики которого являются функцией температуры, а граничные условия заданы в виде температуры поверхности [Л. 4-2].

Схема расположения расчетной точки дана на рис. 4-12. Принимается, что:

1) $\gamma = \text{const}$; $\lambda = A + Bt$; $c = C + Dt$;

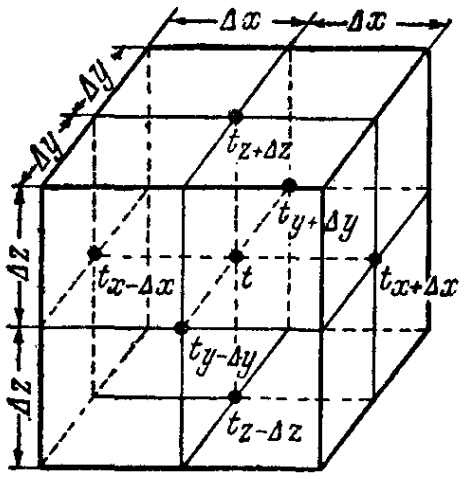


Рис. 4-12. Схема расположения расчетной точки при пользовании методом элементарных балансов

2) изотермические поверхности в пределах данного элемента представляют собой равноотстоящие параллельные плоскости;

3) величина среднего за промежуток времени $\Delta\tau$ теплового потока через какую-либо поверхность пропорциональна начальному в пределах времени $\Delta\tau$ значению составляющей температурного градиента;

4) увеличение теплосодержания элемента $\Delta x\,\Delta y\,\Delta z$ считается пропорциональным приросту температуры в средней точке его объема.

Расчетная формула имеет вид:

$$t_{\tau+\Delta\tau} = R(t)\,t + \frac{W_x(t_{x-\Delta x})t_{x-\Delta x}}{N(t)} + \frac{W_x(t_{x+\Delta x})\,t_{x+\Delta x}}{N(t)} + \ldots + \frac{W_z(t_{z+\Delta z})\,t_{z+\Delta z}}{N(t)}. \qquad (4\text{-}40)$$

Здесь

$$W_x(t) = \frac{\Delta\tau}{\gamma(\Delta x)^2}\left(A + \frac{B}{2}t\right);$$

$$W_y(t) = \frac{\Delta\tau}{\gamma(\Delta y)^2}\left(A + \frac{B}{2}t\right);$$

$$W_z(t) = \frac{\Delta\tau}{\gamma(\Delta z)^2}\left(A + \frac{B}{2}t\right);$$

$$N(t) = C + Dt;$$

$$R(t) = 1 - \frac{2\,[W_x(t) + W_y(t) + W_z(t)]}{N(t)}.$$

Формула (4-40) позволяет по известному начальному распределению температур найти последовательно величины температур во всех расчетных точках в моменты времени $\tau=\Delta\tau$, $\tau=2\Delta\tau$, $\tau=3\Delta\tau$... и т. д.

За расчетный промежуток времени $\Delta\tau$ принимается наименьшая из следующих двух величин:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\tau'_{max} &= \frac{\gamma(C + Dt_{max})}{(2A + Bt_{max})\left[\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}\right]};\\ \Delta\tau''_{max} &= \frac{\gamma(C + Dt_{min})}{(2A + Bt_{min})\left[\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}\right]}.\end{aligned}\right\} \qquad (4\text{-}41)$$

Здесь t_{max} и t_{min} — наибольшая и наименьшая температуры в теле при заданных начальных и граничных условиях.

Если система состоит из нескольких веществ или окружена жидкой средой, величина $\Delta\tau_{max}$ должна быть найдена для всех расчетных случаев, встречающихся в системе, и из найденных ее значений в расчете принимается наименьшее.

Для сложных систем расчет см. в [Л. 4-3].

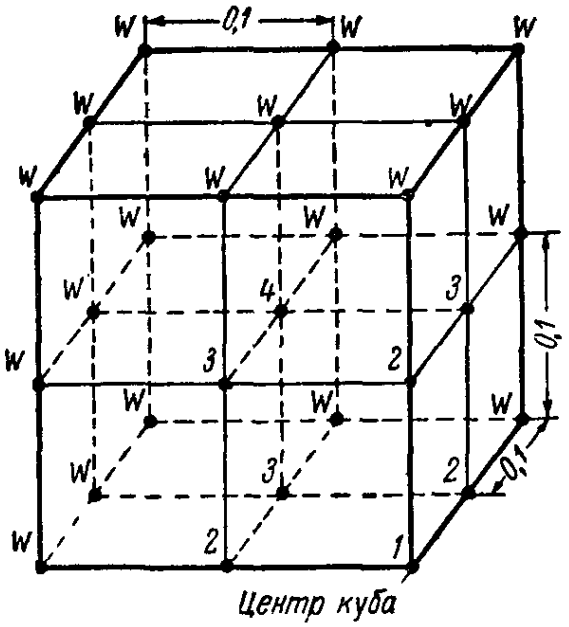


Рис. 4-13. Схема разбивки куба при расчете

Пример. Куб из магнезита с длиной ребра $b=0{,}4$ *м*, равномерно прогретый до $t = 1000°$ С, помещен в проточную воду с $t_0 = 0°$ С. Величина α в этом случае велика, и можно считать, что на поверхности куба во все время процесса $t = t_0$. Физические характеристики магнезита: $\gamma = 3000$ *кг/м*^{3}; $\lambda = 10 - 0{,}007t$ *ккал/м·час·град* (т. е. $A = 10$; $B = -0{,}007$); $c = 0{,}22 + 0{,}0001t$ *ккал/м·час·град* (т. е. $C=0{,}22$, $D = 0{,}0001$). Найти характер изменения температуры центра куба во времени.

Разбиваем куб тремя системами взаимно-перпендикулярных плоскостей на 64 куба с длиной ребра $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0{,}1$ *м*. Разбивка и расчетные точки показаны на рис. 4-13; на фигуре представлена $^1/_8$ часть куба.

Буквой W обозначены точки, находящиеся на поверхности куба. Одинаковые номера имеют точки, температура которых равна по условию симметрии.

$t_{max} = 1000°$ С, $t_{min} = 0°$ С. По формулам (4-41) соответственно получаем:

$$\Delta\tau'_{max} = 0{,}246 \text{ часа};$$

$$\Delta\tau''_{max} = 0{,}11 \text{ часа}.$$

Принимаем наименьшее значение, т. е. полагаем $\Delta\tau = 0{,}11$ часа.

Далее, поскольку $\Delta x = \Delta y = \Delta z$,

$$W_x = W_y = W_z = W = \frac{\Delta\tau}{\gamma(\Delta x)^2}\left(A + \frac{B}{2}t\right) = 0{,}0366 - 0{,}0000128t;$$

$$N(t) = 0{,}22 + 0{,}0001t;$$

$$R(t) = 1 - \frac{6\cdot(0{,}0366 - 0{,}0000123t)}{0{,}22 + 0{,}0001t} = 1 - \frac{0{,}22 - 0{,}0000768t}{0{,}22 + 0{,}0001t}.$$

Согласно (4-40) получаем расчетные формулы для всех точек:

$$t_{1,\tau+\Delta\tau} = R(t_1)t_1 + \frac{6W(t_2)t_2}{N(t_1)};$$

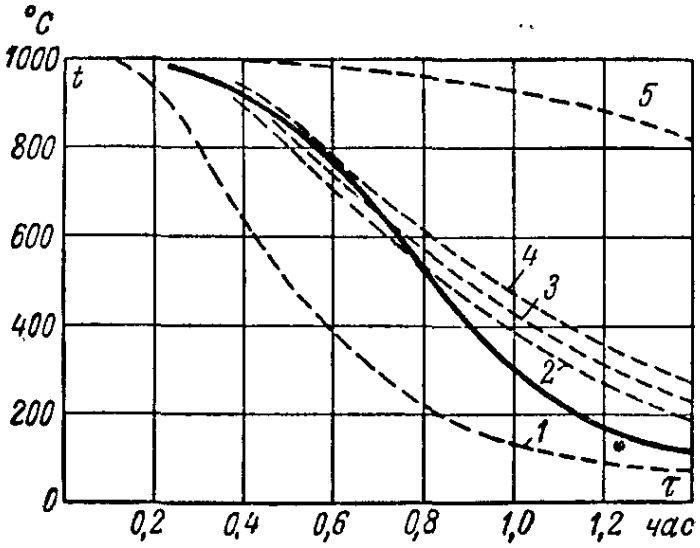


Рис. 4-14. Результаты расчета изменения температуры центра магнезитового куба во времени:

Сплошная линия — рассчитанное изменение температуры центра куба (точка *1* на рис. 4-13). Пунктирные линии:

1) $a = 0{,}01515$ *м²/час* (при $t = 0°$);

2) $a = \dfrac{a_{t=0} + a_{t=1000°}}{2} = 0{,}00914$ *м²/час*;

3) $a = \dfrac{1}{\Delta t} \int\limits_{t=0}^{t=1000} \dfrac{\lambda(t)}{c(t)\gamma}\, dt = 0{,}00848$ *м²/час*;

4) $a_{t=500°} = 0{,}00802$ *м²/час*

5) $a = 0{,}00313$ *м²/час* (при $t = 1000°$).

$$t_{2,\tau+\Delta\tau} = R(t_2)t_2 + \frac{4W(t_3)\,t_3}{N(t_3)} + \frac{W(t_1)\,t_1}{N(t_2)};$$

$$t_{3,\tau+\Delta\tau} = R(t_3)\,t_3 + \frac{2W(t_2)\,t_2}{N(t_3)} + \frac{2W(t_4)\,t_4}{N(t_3)};$$

$$t_{4,\tau+\Delta\tau} = R(t_4)\,t_4 + \frac{3W(t_3)\,t_3}{N(t_4)}.$$

Здесь цифровые индексы при t означают номер точки на рис. 4-13.

Результаты подсчетов сводятся в таблицу:

τ [час.]	t_1, °C	t_2, °C	t_3, °C	t_4, °C
0,00	1000	1000	1000	1000
0,11	1000	925	851	776
0,22	982	843	709	580
—	—	—	—	—
—	—	—	—	—
1,21	163	108	68	48

На рис. 4-14 дано графическое сопоставление результатов расчета по методу элементарных балансов с вычислениями по аналитическим решениям для среды с постоянными физическими свойствами.

4-10. Тепловые волны

Рассмотренные нестационарные режимы относятся к тем случаям, когда температурное поле в теле стремится к равновесию. Нестационарные режимы, называемые тепловыми волнами, соответствуют процессам, в которых температура среды является периоди-

ческой функцией времени. Эту функцию всегда можно представить в виде одной косинусоиды или суммы нескольких.

а) Температура участвующей в теплообмене поверхности полуограниченного тела [Л. 4-1] претерпевает периодические гармонические колебания около нуля. Температура в сечении, удаленном на x от конца, в момент времени τ

$$t = t_m e^{-x\sqrt{\frac{\pi}{a\tau}}} \cos\left(x\sqrt{\frac{\pi}{a\tau}} - 2\pi\frac{t}{\tau}\right), \tag{4-42}$$

где τ — продолжительность полного периода;

t_m — амплитуда колебания температуры поверхности.

Глубина, на которой амплитуда колебания температуры уменьшается в m раз, находится по формуле:

$$x = \sqrt{\frac{a\tau}{\pi}} \ln m. \tag{4-43}$$

Количество тепла, проходящее через поверхность за полупериод, равно:

$$Q_{t=\frac{\tau}{2}} = 0{,}80\sqrt{\lambda c\gamma\tau}\, F t_m. \tag{4-44}$$

б) Кроме решения для полуограниченного тела в [Л. 4-1, 4-7] есть решения для неограниченной пластины и цилиндра бесконечной длины.

4-11. Нестационарное температурное поле при наличии мгновенных источников тепла

а) В полуограниченном точком стержне с изолированной боковой поверхностью в начальный момент времени действовал в сечении, удаленном на x_1 от конца, мгновенный источник тепла. Отнесенное к единице площади количество тепла, выделенного источником, равно Q [$ккал/м^2$]. Начальная температура стержня равна температуре окружающей среды t_0. Коэффициент теплоотдачи конвекцией от торца стержня к окружающей среде постоянен.

Превышение температуры над температурой среды в сечении x от конца в момент τ:

$$t - t_0 = \frac{Q}{2\lambda\sqrt{\frac{\pi\tau}{a}}}\left\{\exp\left[-\frac{(x-x_1)^2}{4a\tau}\right] + \exp\left[-\frac{(x+x_1)^2}{4a\tau}\right] - \right.$$

$$\left. - \frac{Qa\alpha}{\lambda^2}\exp\left[\frac{\alpha}{\lambda}(x+x_1) + a\frac{\alpha^2}{\lambda^2}\tau\right]\operatorname{erfc}\left(\frac{x+x_1}{2\sqrt{a\tau}} + \frac{\alpha}{\lambda}\sqrt{a\tau}\right)\right\}. \tag{4-45}$$

Если температура конца стержня поддерживается постоянной, превышение температуры равно:

$$t - t_0 = \frac{Q}{2\lambda\sqrt{\frac{\pi\tau}{a}}}\left\{\exp\left[-\frac{(x-x_1)^2}{4a\tau}\right] + \exp\left[-\frac{(x+x_1)^2}{4a\tau}\right]\right\}. \tag{4-45а}$$

б) В [Л. 4-7] даны также решения при наличии мгновенных источников тепла в неограниченной пластине, цилиндре бесконечной длины и шаре.

4-12. Регулярный тепловой режим

При достаточно больших значениях критерия Fo изменение температуры любой точки тела с необходимой точностью выражается простым экспоненциальным законом:

$$\ln t = -m\tau + C, \tag{4-46}$$

где m — положительное число.

Этот период процесса охлаждения (нагревания) тела называется регулярным тепловым режимом.

Число m определяет скорость изменения температуры во времени в период регулярного режима и называется темпом охлаждения.

Темп охлаждения одинаков для любой точки тела и зависит от размера и формы тела, значений его физических характеристик λ и $c\gamma$ и величины коэффициента теплоотдачи α [Л. 4-5]:

$$m = \psi \frac{\alpha F}{c\gamma V}. \tag{4-47}$$

Величина ψ характеризует неравномерность поля температур и является функцией критерия Bi.

При $\alpha \to \infty$ темп охлаждения m имеет конечное значение и пропорционален a:

$$a = km, \tag{4-48}$$

где k — коэффициент, зависящий лишь от формы и размеров тела.

Путем умножения m на $\frac{l_0^2}{a}$ получается безразмерное число:

$$\mathrm{P}^2 = l_0^2 \frac{m}{a}, \tag{4-49}$$

где l_0 — характерный размер тела.

Связь между m и α можно представить в виде связи между безразмерными критериями P и Bi:

$$\mathrm{Bi} = f(\mathrm{P}).$$

Вид этой функции для различных тел следующий:

для шара

$$\mathrm{Bi} = 1 - \mathrm{P}\,\mathrm{ctg}\,\mathrm{P};$$

для цилиндра

$$\mathrm{Bi} = \mathrm{P}\frac{I_1(\mathrm{P})}{I_0(\mathrm{P})};$$

для пластины

$$\mathrm{Bi} = \mathrm{P}\,\mathrm{tg}\,\mathrm{P}.$$

Метод регулярного режима широко применяется для определения физических характеристик (λ, a) при заданных значениях α. Этот

метод применим также в не очень ответственных случаях для определения a путем охлаждения (нагревания) тела с известными физическими свойствами. Подробнее см. [Л. 4-5].

4-13. Прогрев и охлаждение подземного трубопровода

Время прогрева слоев грунта вокруг подземного трубопровода от температуры окружающего грунта t_0 до условно стационарного состояния определяется [Л. 4-6] эмпирической формулой:

$$\tau_{прогр} = C\frac{D^2}{a}\left(\frac{h+\frac{\lambda}{\alpha_2}}{D}\right)^{1,44} \quad [час.] \qquad (4\text{-}50)$$

Соответствующее количество тепла, необходимого для прогрева окружающих трубу слоев грунта, равно:

$$Q_{прогр} = 12D^2c\gamma(t_1 - t_0)\left(\frac{h+\frac{\lambda}{\alpha_2}}{D}\right)^{1,25} \quad [ккал/кг]. \qquad (4\text{-}51)$$

Здесь D [$м$] — диаметр трубы;
h [$м$] — глубина залегания оси трубы;
a [$м^2/час$] — коэффициент температуропроводности грунта;
$c\gamma$ [$ккал/м^3 град$] — объемная теплоемкость грунта;
λ [$ккал/м \cdot град \cdot час$] — коэффициент теплопроводности грунта;
α_2 [$ккал/м^2 \cdot град \cdot час$] — коэффициент теплоотдачи от поверхности грунта к воздуху.

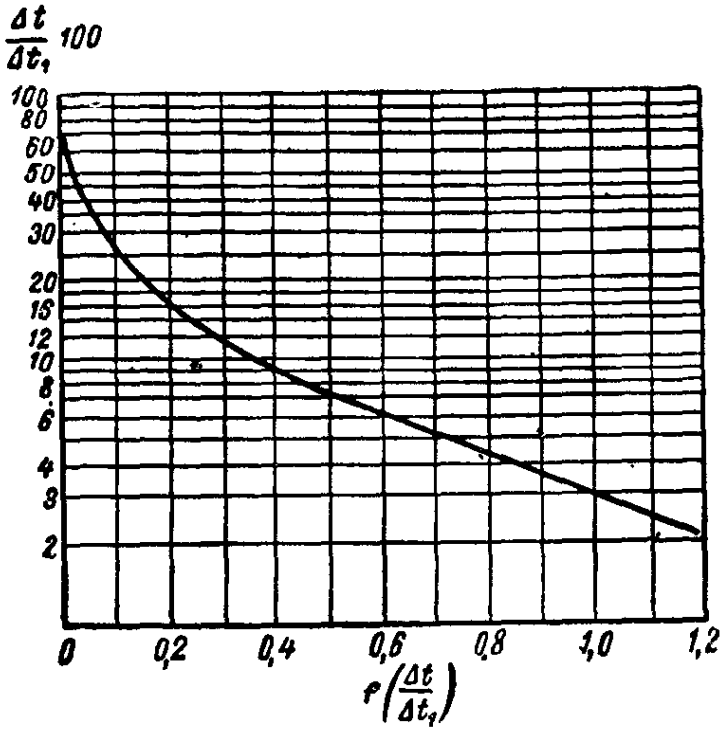


Рис. 4-15. Значения $f\left(\frac{\Delta t}{\Delta t_1}\right)$ в формуле (4-52)

При постоянном расходе тепла через стенку трубы ($q = \text{const}$) константа C в формуле (4-50) равна 6,0. При разогреве с постояиной температурой трубы $C = 4{,}6$.

Время охлаждения выключенного трубопровода от стационарного состояния, которому соответствует разность температур $\Delta t_1 = t_1 - t_0$, до разности температур $\Delta t = t - t_0$, определяется формулой:

$$\tau_{охл} = \frac{D^2}{a}\left(\frac{h + \frac{\lambda}{\alpha_2}}{D}\right)^{2,3} f\left(\frac{\Delta t}{\Delta t_1}\right) \text{[час.]}, \qquad (4\text{-}52)$$

где значение $f\left(\frac{\Delta t}{\Delta t_1}\right)$ берется по графику рис. 4-15.

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ
КОНВЕКЦИЯ

ГЛАВА ПЯТАЯ
ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

5-1. Уравнение распространения тепла в движущейся среде и физический смысл отдельных его членов

В проекциях на прямоугольные координаты векторное уравнение (1-10) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right)+q_v+$$
$$+A\mu\left\{2\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial x}\right)^2+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{\partial w_x}{\partial z}+\frac{\partial w_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial z}\right)^2-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}+\frac{\partial w_y}{\partial y}+\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)\right\}=$$
$$=c\gamma\left(\frac{\partial t}{\partial\tau}+w_x\frac{\partial t}{\partial x}+w_y\frac{\partial t}{\partial y}+w_z\frac{\partial t}{\partial z}\right)-$$
$$-A\left(\frac{\partial p}{\partial\tau}+w_x\frac{\partial p}{\partial x}+w_y\frac{\partial p}{\partial y}+w_z\frac{\partial p}{\partial z}\right). \qquad (5\text{-}1)$$

Сумма

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right)$$

представляет количество тепла, аккумулированное в рассматриваемом элементарном объеме среды в результате процесса молекулярной теплопроводности (все величины отнесены к единице объема — $м^3$); q_v — количество тепла, выделенного внутренним источником, находящимся в рассматриваемом объеме (например, тепло Джоуля—Ленца при прохождении электрического тока, теплота радиоактивного распада и т. п.).

Сумма

$$A\mu\left\{2\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2\right]+\right.$$
$$+\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_x}{\partial z}+\frac{\partial w_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w_z}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial z}\right)^2-$$
$$\left.-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}+\frac{\partial w_y}{\partial y}+\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)\right\}+A\left(\frac{\partial p}{\partial\tau}+w_x\frac{\partial p}{\partial x}+w_y\frac{\partial p}{\partial y}+w_z\frac{\partial p}{\partial z}\right)$$

есть тепловыделение, связанное с работой потока; величина

$$c\gamma\left(\frac{\partial t}{\partial \tau}+w_x\frac{\partial t}{\partial x}+w_y\frac{\partial t}{\partial y}+w_z\frac{\partial t}{\partial z}\right)$$

есть изменение теплосодержания элементарного объема среды.

Локальной производной называется величина $\frac{\partial U}{\partial \tau}$, характеризующая изменение данного параметра U во времени в рассматриваемой точке пространства.

Конвективной производной называется сумма

$$w_x\frac{\partial U}{\partial x}+w_y\frac{\partial U}{\partial y}+w_z\frac{\partial U}{\partial z},$$

характеризующая изменение данного параметра U в результате перемещения элемента среды из одной точки пространства в другую.

При умеренных скоростях течения, когда члены, пропорциональные квадрату скорости, относительно малы, уравнение теплопроводности в движущейся среде принимает вид:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t)+q_v=c\gamma\frac{Dt}{d\tau}. \tag{5-2}$$

При постоянстве λ и отсутствии внутренних источников из (5-2) следует:

$$\lambda\nabla^2 t=c\gamma\frac{Dt}{d\tau}. \tag{5-3}$$

5-2. Основные уравнения гидродинамики

Конфигурация температурного поля в движущейся среде существенным образом зависит от конфигурации поля скоростей. С другой стороны, температурное поле вызывает нарушение однородности среды. Плотность среды в областях с более высокой температурой уменьшается, и возникает неустойчивое распределение плотностей (оно устойчиво только в случае равномерного верхнего подогрева при отсутствии возможности возникновения циркуляции по боковым поверхностям или краям греющей пластины). В связи с этим различают вынужденную конвекцию — когда движение среды обусловлнвается внешним механическим или другим воздействием (насос, электрическое поле и т. п.)—и свободную коивекцию— когда движение среды обусловлено собственно процессом теплообмена.

Наличие температурного поля обусловливает и переменность вязкости жидкости, что также сказывается иа профиле поля скоростей.

Таким образом, поля температур и скоростей в движущейся среде являются следствием совокупности тепловых и механических взаимодействий и, строго говоря, не могут рассматриваться в отрыве друг от друга. Прн этом поле температур всегда самым существенным образом зависит от поля скоростей; обратной зависимости в ряде случаев вынужденного течения среды нет. Поэтому для условий вы-

нужденной конвекции часто пренебрегают влиянием поля температур на поле скоростей и учитывают только обратное воздействие.

Поле скоростей в общей форме определяется уравнением сплошности среды:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \vec{w}) = 0, \tag{5-4}$$

и уравнением движения (уравнение Навье—Стокса)

$$\vec{g}\rho + 2\operatorname{div}(\mu \dot{S}) - \operatorname{grad}\left(p + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}\vec{w}\right) = \rho \frac{D\vec{w}}{d\tau}. \tag{5-5}$$

Здесь $\rho = \frac{\gamma}{g}$ [кг·сек²/м⁴] — плотность среды;

μ [кг·сек/м²] — коэффициент вязкости среды;

$\dot{S}$ — тензор скоростей деформации.

В проекциях на прямоугольные координаты эти уравнения имеют вид:

уравнение сплошности

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \rho\left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right) + w_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + w_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0; \tag{5-4a}$$

уравнение движения (z совпадает с направлением вектора $\vec{g}$)

$$\rho \frac{Dw_x}{d\tau} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial x}\right)\right] - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\mu \operatorname{div}\vec{w});$$

$$\rho \frac{Dw_y}{d\tau} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w_y}{\partial x} + \frac{\partial w_x}{\partial y}\right)\right] + 2\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial w_y}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial y}\right)\right] - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial y}(\mu \operatorname{div}\vec{w});$$

$$\rho \frac{Dw_z}{d\tau} = g\rho - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w_z}{\partial x} + \frac{\partial w_x}{\partial z}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w_z}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial z}\right)\right] + 2\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w_z}{\partial z}\right) - \frac{2}{3}(\mu \operatorname{div}\vec{w}). \tag{5-5a}$$

Для несжимаемой среды ($\rho = \text{const}$)

$$\operatorname{div}\vec{w} = 0; \tag{5-6}$$

$$\vec{g}\rho - \operatorname{grad} p + \mu \nabla^2 \vec{w} = \rho \frac{D\vec{w}}{d\tau}. \tag{5-7}$$

5-3. Подъемная сила, обусловленная температурным полем

Если температуры в двух точках среды равны T и T_0, то соотношение плотностей в этих точках при постоянном давлении

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 + \beta (T - T_0), \tag{5-8}$$

где $\beta \left[\frac{1}{град}\right]$ — коэффициент объемного расширения.

Отсюда

$$\rho_0 - \rho = \rho\beta (T - T_0). \tag{5-9}$$

Подъемная (Архимедова) сила единицы объема равна величине правой части (5-9), умноженной на g и взятой с обратным знаком.

Подставляя полученное выражение в уравнение движения несжимаемой жидкости, получаем:

$$\vec{g}(\rho_0 - \rho\beta\Delta T) - \operatorname{grad} p + \mu\nabla^2\vec{w} = \rho\frac{D\vec{w}}{d\tau}. \tag{5-10}$$

Для идеального газа $\beta = \frac{1}{T_0}$, т. е.

$$\rho_0 - \rho = \rho\frac{\Delta T}{T_0}. \tag{5-11}$$

5-4. Краевые условия к уравнениям гидродинамики

Касательные составляющие вектора скорости течения среды на поверхности твердой стенки равны нулю, а нормальная составляющая определяется скоростью поглощения (выделения) вещества стенкой. Следовательно, на твердой стенке

$$\left.\begin{aligned} w_x &= w_z = 0; \\ w_y &= w_n = \pm\frac{g_n}{\gamma}. \end{aligned}\right\} \tag{5-12}$$

Здесь w_n [$м^3/м^2$ сек] — объемная скорость поглощения (выделения) жидкости твердой стенкой;

g_n [$кг/м^2$ сек] — весовая скорость того же процесса.

Составляющие градиента скорости на стенке равны (при $w_n = 0$):

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} = \frac{\partial w_x}{\partial z} = 0; \qquad \frac{\partial w_x}{\partial y} = \frac{\tau_{ст}}{\mu}, \tag{5-13}$$

где $\tau_{ст}$ [$кГ/м^2$] — касательные напряжения в жидкости у стенки.

В местах втекания и стока жидкости должно быть задано распределенне скоростей и давлений. В неизотермическом потоке должны быть также заданы поля температур и зависимости плотности и вязкости жидкости от температуры. Для сжимаемой жидкости необхо-

димо ввести уравнение состояния, связывающее плотность, температуру и давление:

$$f(\rho, p, T) = 0. \tag{5-14}$$

Для идеального газа имеем уравнение Клапейрона—Менделеева:

$$p - \frac{gB_0}{M}\rho T = 0, \tag{5-15}$$

где $B_0 = 848\,[кгм/кг\,°К]$ — универсальная газовая постоянная;
M — молекулярный вес газа.

В дифференциальной форме (5-15) имеет вид:

$$\frac{dp}{p} - \frac{dT}{T} - \frac{d\rho}{\rho} = 0. \tag{5-16}$$

5-5. Условия механического и теплового взаимодействия на границах раздела жидкой и газовой фаз

Совместное движение жидкости и газа называется двухфазным потоком. Газовый поток, несущий распыленные в нем твердые частицы, также является двухфазным. Однако в силу различия механизмов движения, обусловленных в первую очередь постоянством формы твердых частиц и переменностью формы газовых пузырей, такой поток обычно называют запыленным. На поверхностях раздела фаз возникают специфические силовые и тепловые взаимодействия. Эти взаимодействия определяют изменения полей скоростей, давлений, температур и тепловых потоков при переходе от одной точки пространства к другой точке, отделенной от первой поверхностью раздела фаз.

При рассмотренни двухфазного потока необходимо:

а) в пространственных и временных краевых условиях задать распределения скоростей и температур обеих фаз потока в начальный момент времени и на контурах (ограждающих поверхностях) системы;

б) определить уравнения, описывающие взаимодействие фаз, т. е. условия равновесия поверхности раздела.

Поверхностное натяжение создает скачок давлений, определяемый формулой Лапласа:

$$p''_{гр} = p'_{гр} + \sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)[кГ/м^2], \tag{5-17}$$

где $\sigma\,[кг/м]$ — коэффициент поверхностного натяжения;
$R_1, R_2\,[м]$ — главные радиусы кривизны поверхности раздела в данной точке.

Условие равенства нормальных напряжений по сторонам поверхности раздела в движущейся среде:

$$\left(p' - 2\mu'\frac{\partial w'_y}{\partial y}\right)_{гр} = \left(p'' - 2\mu''\frac{\partial w''_y}{\partial y}\right)_{гр}. \tag{5-18}$$

Условие равенства проекций вектора скорости на поверхность раздела:

$$(w'_{xz})_{гр} = (w''_{xz})_{гр}. \tag{5-19}$$

Условие равенства касательных напряжений:

$$\tau'_{гр} = \tau''_{гр}. \tag{5-20}$$

Условие равенства потока вещества через границу раздела:

$$(\gamma' w'_n)_{гр} = (\gamma'' w''_n)_{гр}. \tag{5-21}$$

Условие равеиства потоков тепла:

$$-\left(\lambda' \frac{\partial t'}{\partial n}\right)_{гр} = -\left(\lambda'' \frac{\partial t''}{\partial n}\right)_{гр} \pm r g_n, \tag{5-22}$$

где g_n [*кг/м² час*] — скорость фазового превращеиия вещества;

r [*ккал/кг*] — теплота фазового превращения.

Условие равенства температур:

$$t'_{гр} = t''_{гр}. \tag{5-23}$$

Для случая взаимодействия при отсутствии фазового превращеиия, например при расслоенном течении жидкости и газа, имеем условия:

$$t'_{гр} = t''_{гр}$$

$$(\lambda \operatorname{grad} t)'_{гр} = (\lambda \operatorname{grad} t)''_{гр}. \tag{5-24}$$

Отсюда видно, что на границе двух сред температура меняется непрерывно, а градиент температур, в случае неравенства коэффициентов теплопроводности соприкасающихся сред, меняется скачкообразно.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

6-1. Два основных режима течения реальной жидкости

Существует два осиовных режима течения жидкости [Л. 6-8]:

а) ламинарное течение, при котором частицы жидкости при установившемся течении следуют по плавным и устойчивым траекториям, а возникающие в потоке случайные нерегулярности течения не развиваются, а самопроизвольно гаснут;

б) турбулентное течение, при котором отдельные частицы жидкости при установившемся осредненном течении двигаются по случайным траекториям, т. е. движение в своих малых элементах оказывается сугубо неустановившимся.

Переход от одного режима течения к другому происходит при некотором значении

$$\frac{\overline{w}l}{\nu} = \mathrm{Re}_{кр}.$$

Здесь $\overline{w}$ — осредненная скорость потока;
l — характерный линейный размер канала;
$\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — коэффициент кинематической вязкости среды.

Ламинарное течение имеет место при значениях критерия Рейнольдса

$$\frac{\overline{w}l}{\nu} < \mathrm{Re}_{кр}.$$

Турбулентное течение имеет место при

$$\frac{\overline{w}l}{\nu} > \mathrm{Re}_{кр}.$$

На величиину $\mathrm{Re}_{кр}$ существенно влияет форма потока. Так, в сходящихся каналах (конфузорах) $\mathrm{Re}_{кр}$ больше, чем в трубах, а в расширяющихся каналах (диффузорах) — меньше.

Для прямых квадратных и прямоугольных труб экспериментальные значения $\mathrm{Re}_{кр}$ близки к таковым для круглых труб. Для гнутых круглых труб с уменьшением радиуса гиба трубы значение $\mathrm{Re}_{кр}$ увеличивается. При изменении отношения $\frac{R}{D}$, где R — радиус гиба, а D — диаметр труб, от 7,5 до 100, значения $\mathrm{Re}_{кр}$ уменьшаются от 7590 до 3980 [Л. 6-4].

Очень большое влияние на значение $\mathrm{Re}_{кр}$ оказывает форма входа в трубу. Так, например, для трубы с острыми входными краями, вставленной в сосуд с плоской стенкой, $\mathrm{Re}_{кр} = 2800$. При хорошем округлении входа и отсутствии сотрясений можно увеличить $\mathrm{Re}_{кр}$ до $4 \cdot 10^4$ и, наоборот, при необточенных краях трубы оно понижается до $\mathrm{Re}_{кр} = 2300$. Длина входного участка, на котором начальное возмущение может затухать или возрастать, составляет по различным данным от 50 до 130 определяющих размеров трубы.

Шероховатость стенок не влияет на величину $\mathrm{Re}_{кр}$ [Л. 6 3].

6-2. Уравнения осредненного турбулентного течения несжимаемой жидкости

Действительную (актуальную) скорость в данной точке потока можно представить в виде векторной суммы скорости, осреднениой за промежуток времени $\Delta\tau$, существенно превышающий период пульсации, и пульсациоиной составляющей

$$\vec{w} = \vec{\overline{w}} + \vec{v}, \qquad (6\text{-}1)$$

где

$$\vec{\bar{w}} = \frac{1}{\Delta\tau}\int_{\Delta\tau}\vec{w}\,d\tau. \qquad (6\text{-}2)$$

Отсюда

$$\int_{\Delta\tau}\vec{v}\,d\tau = 0. \qquad (6\text{-}3)$$

Пульсации скорости вызывают в потоке также пульсации давления, температуры (при теплообмене), концентрации растворенного вещества (при диффузии) и т. п.

Турбулентные пульсации имеют неупорядоченный характер, т. е. осредненные параметры турбулентного потока имеют статистическую природу.

Подстановка в уравнения сплошности, движения и теплопроводности несжимаемой жидкости значений актуальных величин, выраженных через осредненные значения и пульсационные составляющие, приводит [Л. 6-8, 6-3] к следующим уравнениям:

а) осредненное уравнение сплошности несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial\bar{w}_x}{\partial x}+\frac{\partial\bar{w}_y}{\partial y}+\frac{\partial\bar{w}_z}{\partial z}=0; \qquad (6\text{-}4)$$

б) система уравнений осредненного движения несжимаемой жидкости

$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}+\mu\nabla^2\bar{w}_x+\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{v_x^2}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{v_xv_y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{v_xv_z}\right)\right]=$$
$$=\rho\left(\frac{\partial\bar{w}_x}{\partial\tau}+\bar{w}_x\frac{\partial\bar{w}_x}{\partial x}+\bar{w}_y\frac{\partial\bar{w}_x}{\partial y}+\bar{w}_z\frac{\partial\bar{w}_x}{\partial z}\right);$$

$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial y}+\mu\nabla^2\bar{w}_y+\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{v_yv_x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{v_y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{v_yv_z}\right)\right]=$$
$$=\rho\left(\frac{\partial\bar{w}_y}{\partial\tau}+\bar{w}_x\frac{\partial\bar{w}_y}{\partial x}+\bar{w}_y\frac{\partial\bar{w}_y}{\partial y}+\bar{w}_z\frac{\partial\bar{w}_y}{\partial z}\right);$$

$$g\rho-\frac{\partial\bar{p}}{\partial z}+\mu\nabla^2\bar{w}_z+\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{v_zv_x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{v_zv_y}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{v_z^2}\right)\right]=\rho\left(\frac{\partial\bar{w}_z}{\partial\tau}+\bar{w}_x\frac{\partial\bar{w}_z}{\partial x}+\bar{w}_y\frac{\partial\bar{w}_z}{\partial y}+\bar{w}_z\frac{\partial\bar{w}_z}{\partial z}\right); \qquad (6\text{-}5)$$

в) осредненное уравнение распространения тепла

$$\lambda\nabla^2\bar{t}+\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(-c\gamma\overline{v_x\Theta}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-c\gamma\overline{v_y\Theta}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial z}\left(-c\gamma\overline{v_z\Theta}\right)\right]=c\gamma\left(\frac{\partial\bar{t}}{\partial\tau}+\bar{w}_x\frac{\partial\bar{t}}{\partial x}+\bar{w}_y\frac{\partial\bar{t}}{\partial y}+\bar{w}_z\frac{\partial\bar{t}}{\partial z}\right). \qquad (6\text{-}6)$$

Здесь Θ — пульсационная составляющая температуры.

Из уравнений (6-5) и (6 6) видно, что пульсации скорости и температур вызывают появление в уравнениях осредненного движения членов, стоящих в прямых скобках, аналогичных по своему воздействию членам уравнеиий вязкого треиия, пропорциональным μ, и молекулярной теплопроводности, пропорциональным λ. Эти иовые члены называются турбулентной вязкостью и турбулентной теплопроводностью.

6-3. Уравнения турбулентного переноса в плоском потоке

В случае установившегося плоского потока, осредненное движение которого параллельно оси x, скорость $\bar{w}$ является фуикцией только координаты y. Прн этом в приближении, соответствующем условию $\frac{\partial t}{\partial y} \gg \frac{\partial t}{\partial x}$, из (6-5) и (6-6) следует:

$$-\frac{d\bar{p}}{dx} + \mu \frac{d^2\bar{w}}{dy^2} + \frac{d}{dy}\left(-\rho\overline{v_x v_y}\right) = 0; \tag{6-7}$$

$$\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y}\left(-c\gamma\overline{v_y\theta}\right) = c\gamma\bar{w}\frac{\partial\bar{t}}{\partial x}. \tag{6-8}$$

Эти уравнеиия можно переписать так:

$$-\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{d}{dy}\left[(\mu + \mu_m)\frac{d\bar{w}}{dy}\right] = 0; \tag{6-9}$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[(\lambda + \lambda_m)\frac{\partial\bar{t}}{\partial y}\right] = c\gamma\bar{w}\frac{\partial\bar{t}}{\partial x}. \tag{6-10}$$

Здесь $\mu_m = -\rho\overline{v_x v_y}\Big/\frac{d\bar{w}}{dy}$ — коэффициент турбулентной вязкости плоского потока;

$\lambda_m = -c\gamma\overline{v_y\theta}\Big/\frac{dt}{dy}$ — коэффициент турбулентной теплопроводности плоского потока.

Так как избыточное количество движения ρv_x и избыточное количество тепла $c\gamma\theta$ переносятся поперек плоского потока одиой и той же составляющей пульсации скорости v_y, в практических расчетах в общем случае полагают, что

$$\lambda_m = cg\varepsilon\mu_m \tag{6-11}$$

или

$$\frac{\lambda_m}{\lambda} = \varepsilon\,\mathrm{Pr}\frac{\mu_m}{\mu}. \tag{6-12}$$

Здесь ε — множитель пропорциональности (коэффициент неподобия турбулентного переноса тепла н количества движенння).

6-4. Вязкий подслой

В турбулентном потоке непосредственно на твердой стенке образуется вязкий подслой, в котором решающее значение имеют силы молекулярного трения. Турбулентные пульсацин проникают из ядра

потока и в вязкий подслой, но развиваться в нем они не могут и затухают по мере приближения к стенке значительно быстрее, чем то имеет место в ядре турбулентного потока [Л. 6-2]. Существенно сказывается проникновение турбулентных пульсаций в вязкий подслой на процессы теплообмена и диффузии в средах с большим отношением $\frac{\nu}{a}$, что видно из формулы (6-12).

6-5. Полуэмпирические теории турбулентного переноса

Уравнения осредненного турбулентного движения и теплообмена являются незамкнутыми, так как в них появляются новые неизвестные — пульсационные составляющие скорости и температуры.

В настоящее время нет сколь-либо законченной теории турбулентных переносов и поэтому для коэффициента μ_m принимают основанные на тех или иных соображениях приближенные расчетные выражения, включающие в себя некоторые экспериментально определяемые коэффициенты. Для плоского течения на известном удалении от стенки удовлетворительные результаты дает формула Л. Прандтля [Л. 6-7]:

$$\mu_m = \rho \chi^2 y^2 \frac{d\overline{w}}{dy}, \tag{6-13}$$

где χ — опытный коэффициент; для труб и пластин $\chi \approx 0{,}4$;
y — расстояние от стенки.

В основу этого выражения положено представление о переносе количества движения некоторыми временными образованиями („молями") в жидкости.

Из уравнений для μ_m определяется закон распределения скоростей в потоке при турбулентном течении. Интегрирование (6-13) с учетом опытных данных приводит к логарифмическому профилю скоростей:

$$w\sqrt{\frac{\rho}{\tau_{cm}}} = 5{,}5 + 5{,}75 \lg \frac{y}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}}. \tag{6-14}$$

В непосредственной близости к стенке (вязкий подслой)

$$w\sqrt{\frac{\rho}{\tau_{cm}}} = \frac{y}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}}. \tag{6-15}$$

Между вязким подслоем и турбулентным ядром потока находится промежуточный слой, в котором молекулярное и турбулентное трение соизмеримы. Поэтому в трехслойной схеме турбулентного потока выделяют переходную зону, обычно в области

$$5 < \frac{y}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}} < 30, \tag{6-16}$$

В двухслойной схеме промежуточным слоем пренебрегают и расчетную толщину вязкого подслоя y_1 определяют по пересечению профилей (6-14) и (6-15) из равенства:

$$\frac{y_1}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}} = 11{,}5. \qquad (6\text{-}17)$$

Формулы (6-14) и (6-17) получены для гладких труб. Для шероховатых труб профиль скоростей описывается [Л. 6-1] уравнением:

$$w\sqrt{\frac{\rho}{\tau_{cm}}} = B + 5{,}75 \lg \frac{y}{k}, \qquad (6\text{-}18)$$

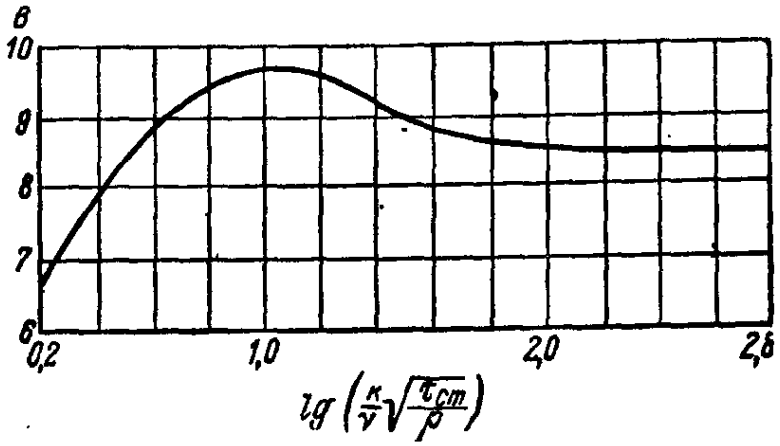


Рис. 6-1. Значения B в формуле (6-18)

k — расчетная высота бугорков шероховатости;
B принимается по рис. 6-1, в зависимости от величины

$$\lg\left(\frac{k}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}}\right).$$

Для двухмерного потока лучшие результаты дает формула Тейлора, в основу которой положено предположение о переносе вихрей [Л. 6-9].

Для одномерного потока формулы Прандтля и Тейлора дают одни и те же результаты.

6-6. Определение степени турбулентности потока

Степень турбулентности потока, набегающего на тело, характеризуется отношением среднеквадратичной пульсации скорости к средней скорости (число Кармана):

$$\varepsilon = \left(\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{3w_0^2}\right)^{0,5}. \qquad (6\text{-}19)$$

Простейшим прибором для определения величины $\tilde{v}$ является шар [Л. 6-5]. В опыте измеряются давления p_1 в точке разветвления потока и p_2 — за кормой шара. Определяется то значение числа $\mathrm{Re}_{кр}=\frac{w_0}{\nu}D$, при котором в данном потоке коэффициент давления $\tilde{p}=\frac{2(p_1-p_2)}{\rho w_0^2}$ достигает значения, равного 1,2.

По найденному значению $\mathrm{Re}_{кр}$, с помощью тарировочной кривой, находится значение числа $\tilde{v}$. Другие методы определения степени турбулентности см. в [Л. 6-3, 6-5].

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ТЕПЛООТДАЧА В ТРУБАХ И КАНАЛАХ ПРИ УСТАНОВИВШЕМСЯ ТЕЧЕНИИ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

7-1. Основные положения

Несжимаемыми практически могут считаться все истинные (капельные) жидкости, а также газы, если скорость течения последних существенно меньше скорости распространения звука. Теплообмен в рассматриваемых условиях может быть описан системой из уравнений (5-3), (5-6) и (5-7). Коэффициент теплоотдачи связывается с температурным полем в жидкости уравнением:

$$\alpha(t_{ст}-\bar{t})=-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial R}\right)_{ст}, \qquad (7\text{-}1)$$

где R — текущий радиус.

Эти уравнения приводят к критериальной зависимости (см. гл. 2):

$$\mathrm{Nu}=f\left(\mathrm{Pr};\ \mathrm{Re};\ \frac{l_1}{l_0}\right). \qquad (7\text{-}2)$$

В данном случае

$$l_0=D,\ l_1=L,\ \mathrm{Nu}=\frac{\alpha D}{\lambda},\ \mathrm{Re}=\frac{\bar{w}D}{\nu};$$

D — внутренний диаметр трубы;

L — длина трубы;

$\bar{w}$ — средняя расходиая скорость течения жидкости.

Если температура поверхиости нагрева (охлаждеиия) постоянна и одинакова во всех точках этой поверхности, то граиичные условия к уравнению движения и теплопроводности подобны (на стенке $w=0$ и $t_{ст}-t_{ж}=0$). В случае безградиентиого потока ($\mathrm{grad}\,p=0$), имеющем, например, место при обтекании тонкой плоской пластины неограниченным потоком, уравнения теплопроводности и движения ста-

новятся формально тождественными относительно w и t при условии $\nu = a$.

При безградиентном обтекании поверхности с постоянной температурой потоком жидкости, для которой $\mathrm{Pr} = 1$, *поля температур и скоростей подобны.*

При течении в трубе $\frac{dp}{dx} \neq 0$, однако при $\mathrm{Pr} = 1$ все же имеет место практическое подобие полей температур и скоростей в каждом сечении.

При наличии такого подобия в гладкой трубе коэффициент теплоотдачи прямо пропорционален коэффициенту трения $\zeta_{тр}$ согласно уравнению:

$$\alpha = \frac{\zeta_{тр}}{8} c\gamma\bar{w}. \tag{7-3}$$

Так как величина Pr для многоатомных газов обычно несколько больше, чем для одноатомных, соотношение (7-3) для первых более точно.

Переменность физнческих характеристик потока с температурой приводит к тому, что решения, полученные в предположении постоянных физических свойств жидкости в каждом сечении потока, в определенной мере отклоняются от действительных значений коэффициентов теплоотдачи. Это отклонение тем больше, чем больше тепловой поток q и, соответственно, температурный напор $\Delta t = t_{ст} - \bar{t}$.

При неизотермическом течении, каковым по существу является всякое течение при наличии теплообмена, к основным уравнениям процесса следует присоединить еще функции:

$$\{\lambda(t);\ \mu(t);\ c(t);\ \rho(t)\}. \tag{7-4}$$

Эти функции различны для разных веществ, и поэтому единообразное введение поправки на отклонение процесса от условий изотермичности принципиально не существует.

В интервалах температур, в которых зависимости (7-4) могут приближенно выражаться прямыми линиями, влияние переменности температуры потока по сечению может быть выражено введением в зависимость (7-2) отношений:

$$\left\{\frac{\lambda_{ст}}{\lambda_0};\ \frac{\mu_{ст}}{\mu_0};\ \frac{c_{ст}}{c_0};\ \frac{\rho_{ст}}{\rho_0}\right\}, \tag{7-5}$$

где индекс $ст$ показывает, что велнчина взята при температуре стенки, и индекс 0 — что величина взята при средней температуре потока. При этом целесообразно физические характеристикн в критериях относить к температуре потока.

Зависимости изменения физических характеристик разных газов от изменения абсолютной температуры почти одинаковы. Поэтому для газов отношения (7-5), с приемлемой для требований практнки точностью, могут быть замеиены отношением абсолютных температур стенкн и потока — $\frac{T_{ст}}{T_0}$.

Величина $\frac{T_{ст}}{T_0}$ называется температурным фактором.

Ниже везде, где нет особой оговорки, приводятся средние по заданной поверхности теплообмена значения коэффициентов теплоотдачи, вычисленные по формуле:

$$\alpha = \frac{Q \ln \frac{\overline{t}_{cm} - t_1}{\overline{t}_{cm} - t_2}}{F(t_1 - t_2)}. \qquad (7\text{-}6)$$

Здесь Q [*ккал/час*] — тепловой поток с поверхности F [$м^2$];
t_1 и t_2, °С — температуры жидкости при входе в трубу и выходе из нее;
$\overline{t}_{cm}$ °С — средняя интегральная температура поверхности теплообмена.

Точное значение усредненной по теплосодержаиию температуры потока в данном сечении трубы равно:

$$\overline{t}_x = \frac{2}{\overline{c\gamma}\, R_0^2 \overline{w}} \int_0^{R_0} c\gamma w t R\, dR. \qquad (7\text{-}7)$$

Здесь $\overline{c\gamma}$ — объемная теплоемкость жидкости при $t = \overline{t}$;
R_0 — радиус трубы;
R — текущий радиус;

$\overline{w} = \frac{2}{\overline{\gamma} R_0^2} \int_0^{R_0} \gamma w R\, dR$ — средняя расходиая скорость потока.

Точиое значение средней температуры по всему объему потока, заключенному в трубе длиною L, равно:

$$\overline{t} = \frac{1}{L} \int_0^L \overline{t}_x\, dx. \qquad (7\text{-}8)$$

Приближенно, с учетом зависимости (7-7),

$$\overline{t} \approx \overline{t}_{cm} - \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{\overline{t}_{cm} - t_1}{\overline{t}_{cm} - t_2}}. \qquad (7\text{-}9)$$

7-2. Теплоотдача при ламинарном течении

Имеются точные решения задачи о теплообмене в канале с постоянной температурой стенки ($t_{cm} = \text{const}$) при ламинарном ($Re < 2\,300$) течении жидкости с неизмеииыми физическими свойствами [Л. 7-20, 7-22].

С точностью, достаточной для практических расчетов, эти решеиия аппроксимируются простыми расчетными формулами [Л. 7-23]:

а) круглый канал (труба)

при $\mathrm{Pe}\frac{D}{L} > 12$

$$\mathrm{Nu} = 1{,}61\left(\mathrm{Pe}\frac{D}{L}^{1/3}\right), \tag{7-10}$$

при $\mathrm{Pe}\frac{D}{L} \leqslant 12$

$$\mathrm{Nu} = 3{,}66; \tag{7-11}$$

б) плоская щель

при $\mathrm{Pe}\frac{2\delta}{L} > 70$

$$\mathrm{Nu} = 1{,}85\left(\mathrm{Pe}\frac{2\delta}{L}\right)^{1/3}, \tag{7-12}$$

при $\mathrm{Pe}\frac{2\delta}{L} \leqslant 70$

$$\mathrm{Nu} = 7{,}60; \tag{7-13}$$

в) равносторонний треугольник [Л. 7-14]

при $\mathrm{Pe}\frac{D}{L} > 7$

$$\mathrm{Nu} = 1{,}5\left(\mathrm{Pe}\frac{D}{L}\right)^{1/3}; \tag{7-14}$$

при $\mathrm{Pe}\frac{D}{L} \leqslant 7$

$$\mathrm{Nu} = 2{,}7; \tag{7-15}$$

$$\mathrm{Pe} = \frac{\bar{w}D}{a}; \qquad \mathrm{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda}.$$

Здесь D — эквивалентный диаметр каиала;

δ — толщина щели;

$\bar{w}$ — средняя расходная скорость течения жидкости в каиале;

a — коэффициент температуропроводности жидкости (в тех же единицах, что и скорость, т. е. если $\bar{w}$ — в *м/сек*, то a — в *м²/сек*);

λ — коэффициент теплопроводности жидкости;

α — средний коэффицнент теплоотдачи, рассчитанный по среднелогарифмической разности температур [формула (7-7)][1].

При постоянном тепловом потоке ($q = \mathrm{const}$) значения α мало отличаются от значения для случая $t_{cm} = \mathrm{const}$.

---

[1] Для расчета теплоотдачи при ламинарном течении применяют также значения величины α, отнесеиные к среднеарифметической разиости температур $\left(\Delta t = t_{cm} - \frac{t_1 + t_2}{2}\right)$ или начальной разности температур ($\Delta t = t_{cm} - t_1$). Одиако эти значения α нельзя вводить в выражения для коэффициентов теплопередачи без особых оговорок, и поэтому здесь для едииообразия приводятся только зиачеиия α, вычисленные по логарифмической разности температур.

Кроме указанных точных решений для каналов нескольких форм подсчитаны минимальные значения числа Nu. Все наименьшие значения Nu сведены в табл. 7-1.

Таблица 7-1

Наименьшие значения числа Nu при „изотермическом" ламинарном течении в каналах

Форма сечения канала	Nu_{min}
Круг	3,66
Квадрат	3,80
Плоская щель	7,60
Плоская щель с одной изолированной стенкой	5,8
Равносторонний треугольник	3,1
Равнобедренный треугольник:	
угол при вершине $\beta=20°$	2,7
$\beta=40°$	3,0
$\beta=80°$	3,5
$\beta=90°$	3,7
$\beta=100°$	3,8

При значительных температурных напорах на величину α влияют изменение физических характеристик жидкости (в первую очередь вязкости) по сечению канала и накладывающаяся на основной поток свободная тепловая конвекция.

При $Pr\,Gr < 5\cdot10^5$ влияние свободной конвекции можно не учитывать, а влияние изменения вязкости с температурой может быть учтено [Л. 7-16] в формулах (7-10) — (7-15) множителем:

$$\varepsilon_t = \left(\frac{\mu_0}{\mu_{cm}}\right)^{0,14}. \qquad (7\text{-}15)$$

Здесь μ_0 и μ_{cm} — значения вязкости при температуре потока и температуре стенки.

Физические характеристики (λ и a) в критериях Nu и Pe относятся к температуре потока. На основании ряда экспериментов [Л. 7-16] установлено, что показатель степени при $\frac{\mu_0}{\mu_{cm}}$ в зависимости для ε_t несколько меняется с изменением величины самого отношения.

Вязкостно-гравитационный режим течения наступает при $Pr\,Gr > 5\cdot10^5$, $Re < 2300$. Наиболее полно этот режим исследован в работах [Л. 7-2, 7-16]. Полученные расчетные формулы довольно сложны и в то же время еще недостаточно отработаны. Поэтому приводится только одна из предложенных [Л. 7-2] формул для круглой трубы ($Re < 2300$, $0{,}5 < Pr < 12$, $Pr\,Gr < 3{,}6\cdot10^6$):

$$Nu = [0{,}74\,\varepsilon_L Pe^{0,2} + k\,(\beta\delta t)^{0,02}]\,(Pr\,Gr)^{0,1}. \qquad (7\text{-}16)$$

Здесь

$$Pe = \frac{\bar{w}D}{a};\quad Pr\,Gr = \frac{gD^3}{\nu a}\beta\Delta t;\quad Nu = \frac{\alpha D}{\lambda};$$

δt — перепад температур в осевом направлении потока между входным и выходным сечениями;

β — коэффициент объемного расширения жидкости;

$k = 0$ — для горизонтальной трубы; для вертикальной трубы при совпадении направлений вынужденного и свободного течения $k = +1$; при взаимно противоположном их направлении $k = -1$.

Значения множителя ε_L даны в табл. 7-2.

Таблица 7-2

Значения множителя ε_L в формуле (7-16)

$\frac{L}{D}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ε_L	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,0

Физические характеристики следует относить к средней температуре:

$$t_{cp} = \frac{t_{cm} + \bar{t}}{2},$$

где $\bar{t}$ — средняя температура потока.

7-3. Теплоотдача при турбулентном течении в прямой круглой трубе при $Pr \gtrsim 1$

Стабилизация теплоотдачи при турбулентном течении в круглой трубе практически наступает при $\frac{L}{D} \geqslant 50$. Ниже приводятся формулы расчета средних коэффициентов теплоотдачи для стабилизированного процесса, годные при числах $Re > 5 \cdot 10^3$.

При $\frac{L}{D} < 50$ эти значения α следует умножить на коэффициент ε_L [Л. 7-1], который берется из табл. 7-3.

Таблица 7-3

Значения поправочного коэффициента ε_L к формулам для коэффициентов теплоотдачи при турбулентном течении в трубе

Re \ $\frac{L}{D}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1
$1 \cdot 10^5$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1

Для расчета теплоотдачи в широкой области изменения чисел Pr и Re применима теоретическая формула, учитывающая турбулентный перенос в вязком подслое [Л. 7-13]:

$$\mathrm{Nu} = \frac{0{,}14\,\mathrm{Pe}\sqrt{\zeta_{mp}}}{\ln\frac{\mathrm{Re}\sqrt{\zeta_{mp}}}{760} + 2\ln\frac{1+5\,\mathrm{Pr}}{1+0{,}2\,\mathrm{Pr}} + 2{,}4\,\mathrm{Pr}\varphi(\mathrm{Pr})} \qquad (7\text{-}17)$$

Значение ζ_{mp} берется по формулам для гладкой трубы (гл. 17); значение $\varphi(\mathrm{Pr})$ берется по графику рис. 7-1.

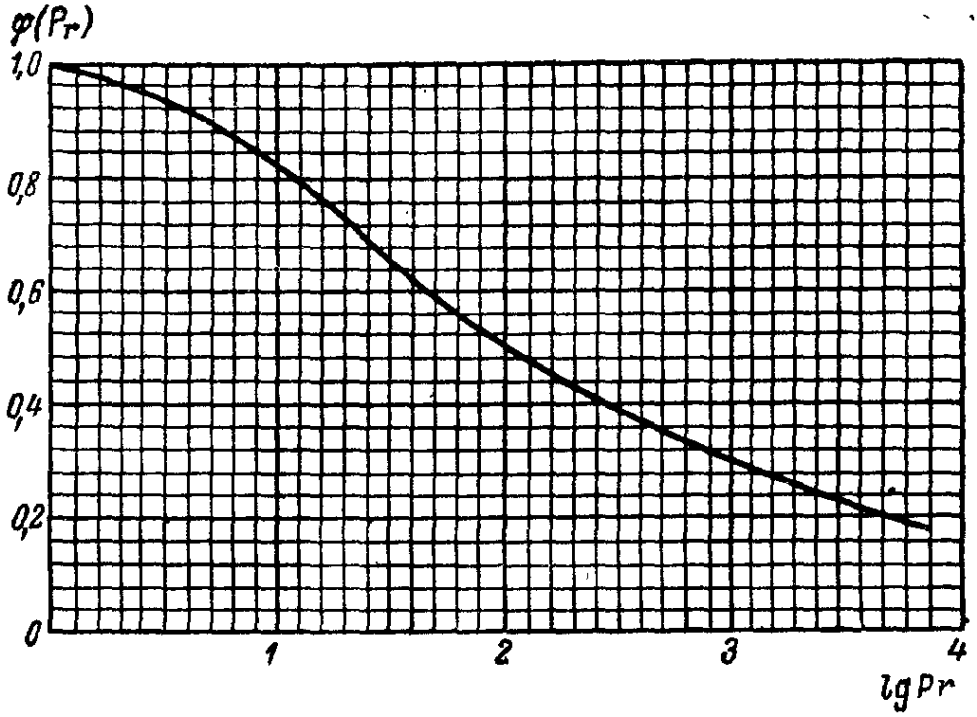


Рис. 7-1. Значения $\varphi(\mathrm{Pr})$ в формуле (7-17)

Формула (7-17) сверена с экспериментальными данными в области чисел $0{,}6 \leqslant \mathrm{Pr} \leqslant 3000$ и $7\cdot10^3 \leqslant \mathrm{Re} \leqslant 2\cdot10^5$ при условиях, близких к изотермическим.

Формула

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Pr}^{0{,}4}\mathrm{Re}^{0{,}8} \qquad (7\text{-}18)$$

удовлетворительно аппроксимирует теоретическую формулу (7-17) в области $0{,}6 < \mathrm{Pr} < 100$. Поэтому для практических расчетов следует пользоваться простыми формулами, пригодными для сравнительно узких областей изменения Pr.

Эти формулы приводятся для случая неизотермического течения с учетом температурного фактора.

Для газов [Л. 7-12, 7-13]:

при $0{,}5 < \frac{T_{cm}}{T_0} < 1{,}0$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Pr}^{0{,}4}\mathrm{Re}^{0{,}8}\left(1{,}27 - 0{,}27\,\frac{T_{cm}}{T_0}\right); \qquad (7\text{-}19)$$

при $1{,}0 < \dfrac{T_{cm}}{T_0} < 3{,}5$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Pr}^{0,4}\mathrm{Re}^{0,8}\left(\frac{T_{cm}}{T_0}\right)^{-0,55}. \qquad (7\text{-}20)$$

Здесь T_{cm} и T_0 [°K] средние температуры стенки трубы и потока газа в трубе. Физические характеристики газа отиосятся к температуре T_0.

Для капельных неметаллических жидкостей, для которых числа $\mathrm{Pr} < 100$ [Л. 7-9, 7-16]:

при нагревании ($T_{cm} > T_0$)

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Pr}^{0,4}\mathrm{Re}^{0,8}\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_{cm}}\right)^{0,06}, \qquad (7\text{-}21)$$

при охлаждении ($T_{cm} < T_0$)

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Pr}^{0,4}\mathrm{Re}^{0,8}\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_{cm}}\right)^{0,25}. \qquad (7\text{-}22)$$

Физические характеристики в критериях Pr, Re и Nu относятся к средней температуре жидкости. Значение Pr_{cm} относится к средней температуре стенки.

В области критических давлений и температур (в термодинамическом смысле), согласно результатам опытов [Л. 7-24], поправку иа отношение $\mathrm{Pr}_{cm}/\mathrm{Pr}$ вводить не следует.

Формулам (7-19) — (7-22) можно придать вид:

$$\alpha = Z\frac{\overline{w}^{0,8}}{D^{0,2}}\varepsilon_t\,\varepsilon_L, \qquad (7\text{-}23)$$

где ε_L берется по табл. 7-3, а ε_t — поправка на неизотермичность. Величина коэффициента $Z = 0{,}023\,\lambda\,\mathrm{Pr}^{0,4}(\nu)^{-0,8}$ принимается по табл. 7-4.

На рис. 7-2, 7-3 и 7-4 (вклейки) даны номограммы для определения коэффициента теплоотдачи воздуха и дымовых газов, перегретого пара[1] и некипящей воды [Л. 7-19] при турбулентном течении в каналах. Номограммы построены с некоторыми вполне допустимыми для практических расчетов отклонениями от изложенного в начале параграфа, а именно:

а) Значения поправочного коэффициента C_L на рис. 7-2 получены путем усреднения величин ε_L из табл. 7-3 и удовлетворительно совпадают с результатами более раинего исследования [Л. 7-18] влияния относительной длины труб. Это исследование проведено при числах

[1] При давлениях, близких к критическому и сверхкритических, расчет теплоотдачи для пара следует вести по номограмме З. Л. Миропольского и М. Е. Шицмана — м. „Энергомашиностроение", № 1, 1958.

Таблица 7-4

Значения множителя Z для некоторых веществ

а) Воздух[1] (p=1 *ата*)

t, °C	—50	—20	0	20	50	100	200	400	600	800	1200
Z	3,70	3,37	3,21	3,06	2,92	2,66	2,28	1,84	1,71	1,43	1,2

б) Вода (по линии насыщения)

t, °C	0	20	40	60	80	100	150	200	250	300	350
Z	1230	1615	1990	2310	2670	2740	3230	3590	3590	3330	3150

в) Некоторые холодильные агенты (в жидком состоянии)

Жидкость	t, °C			
	0	10	20	30
Аммиак (NH_3)	2370	2420	2470	—
Фреон-12 ($CF_2C^1_2$)	615	605	592	577
Фреон-11 ($CFCl$)	—	549	550	551
Углекислота CO_2	1230	1160	1140	1130

г) Рассолы NaCl и $CaCl_2$

γ при +15°C ($г/см^3$)	t, °C					
	0	—5	—10	—15	—20	—30
NaCl						
1,06	1210	1100	—	—	—	—
1,12	1123	1020	920	—	—	—
1,175	1030	915	824	745	685	—
$CaCl_2$						
1,13	1063	—	857	—	—	—
1,20	913	—	754	—	598	—
1,25	804	—	655	—	534	454
1,286	725	—	587	—	480	394

[1] Для воздуха при давлениях, отличных от 1 *ата*, значения коэффициента Z, взятые из этой таблицы, следует умножать на величину $p^{0,8}$, где давление p берется в *ата*.

При пользовании формулами (7-19) и (7-20), а также соответствующими номограммами, для воздуха и газов при давлениях, отличных от 1 *ата*, можно условно не изменять величину Z, подсчитывая одновременно $\overline{w}$ по объему воздуха при p=1 *ата*.

Re от $11 \cdot 10^3$ до $55 \cdot 10^3$, причем зависимости ε_L от Re не обнаружено. При пользовании графиком C_L рис. 7-2 не нужно определять значение Re, что упрощает расчет. Для предельных значений Re при $L/D < 10$ в точных расчетах следует вместо C_L вводить ε_L.

б) Поправка на неизотермичность для воздуха и дымовых газов введена по данным экспериментального исследования [Л. 7-8]. Для случая охлаждения потока поправка принята постоянной, равной 1,06; для случая нагревания эта поправка зависит от $\frac{T_0}{T_{ст}}$.

Графики C_T и C_T' рис. 7-2 учитывают одновременно с поправкой на неизотермичность зависимость физических характеристик воздуха и газов от температуры потока.

в) Для перегретого пара и воды поправка на неизотермичность не введена, так как при обычно встречающихся в практике тепловых нагрузках разница температур потока и стенки невелика и может не учитываться.

7-4. Теплоотдача при турбулентном течении в некруглых каналах

При $Pr > 0{,}6$ и $Re > 7 \cdot 10^3$ толщина теплового пограничного слоя мала по сравнению с поперечными размерами потока. В замкнутых каналах это означает, что основное термическое сопротивление локализуется в области вязкого и промежуточного слоев. Поэтому местные искривления и изломы (например в углах) стенок канала вызывают только ограниченные нарушения этих слоев и сравнительно мало меняют общее термическое сопротивление потока.

Практически с точностью до приблизительно 10% можно рассчитывать теплоотдачу в некруглых каналах при $Pr > 0{,}6$ и $Re > 7000$ по формулам (7-17) — (7-22), подставляя в них значение так называемого гидравлического эквивалентного диаметра [Л. 7-11]:

$$D_{эк} = \frac{4\Omega}{U}. \qquad (7\text{-}24)$$

Здесь Ω [$м^2$] — площадь поперечного сечения канала;
U [$м$] — смоченный периметр канала[1].

Значения $D_{эк}$ для каналов различных форм сечений приведены в табл. 17-1.

Расчет теплоотдачи при турбулентном течении в кольцевой щели следует вести [Л. 7-6] по формуле:

$$Nu = 0{,}015 Pr^{0,4} Re^{0,8} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{0,25}. \qquad (7\text{-}25)$$

Здесь в Nu и Re в качестве определяющего размера вводится величина $D_{эк} = D_2 - D_1$.

---

[1] В [Л. 7-19] рекомендуется вводить не весь смоченный периметр, а только часть его, по которой происходит теплообмен. Такая рекомендация принципиально менее правильна.

7-5. Теплоотдача в изогнутых трубах

В изогнутых трубах теплоотдача выше, чем в прямых участках труб. Причиной этого является поперечная циркуляция, вызывающая дополнительную турбулизацию потока. В таких трубах наблюдается также затягивание перехода от ламинариого режима к турбулентиому вплоть до чисел $\mathrm{Re} = 20 \cdot 10^3 \div 30 \cdot 10^3$. Значение числа Re, при котором происходит этот переход, зависит от относительной кривизны d/R, где R — радиус закругления, d — внутренний диаметр трубы. Для винтовых змеевиков $3 < \frac{R}{d} < 12$

$$\mathrm{Re}_{кр} = 2300 + 10\,500 \left(\frac{d}{R}\right)^{0,3}. \qquad (7\text{-}26)$$

Расчет теплоотдачи в винтовых (спиральных) змеевиках при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ ведется по формулам для прямых труб с введением соответствующего поправочного коэффициента $\varepsilon_к$, зависящего от кривизны змеевика.

Средиие результаты ряда опытов выражаются приближенной формулой:

$$\varepsilon_к = 1 + 1{,}8\frac{d}{R}. \qquad (7\text{-}27)$$

7-6. Теплсотдача в прямой круглсй трубе при $\mathrm{Pr} \ll 1$

Жидкие металлы отличаются от газов и других жидкостей тем, что их коэффициент температуропроводности много больше коэффициента кинематической вязкости, т. е. $\mathrm{Pr} \ll 1$. Поэтому процесс молекулярной теплопроводности в турбулентном потоке жидкого металла играет существенную роль не только в пристенном слое, но и в турбулентном ядре. Следствием является то, что теплоотдача в турбулентном потоке жидкого металла практически однозначно определяется [Л. 7-13] зависимостью:

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Pe}, \zeta_{mp}). \qquad (7\text{-}28)$$

При $\mathrm{Pr} = 0$ и стабилизированном турбулеитиом течении теоретическое решеиие приводит к формуле:

$$\mathrm{Nu}_{min} = 6{,}8. \qquad (7\text{-}29)$$

В действительности низшее зиачение критерия Nu при турбулентном течении жидких металлов меньше 6,8. Это обстоятельство указывает на существование некоторого „контактного" сопротивления, природа которого пока неясиа.

Трудности эксперимента и наличие „контактного" сопротивления приводят к значительному расхождению между различиыми экспериментальными данными. Наиболее иадежные опытные данные для турбулентного течения в прямой круглой трубе при $15\,000 > \mathrm{Pe} > 300$ описываются [Л. 7-13] формулой:

$$\mathrm{Nu} = 5 + 0{,}021\,\mathrm{Pe}^{0,75}. \qquad (7\text{-}30)$$

Близкие результаты дает также [Л. 7-15] формула:

$$Nu = 3{,}3 + 0{,}014Pe^{0{,}8}. \qquad (7\text{-}31)$$

Для упрощенных расчетов при $10\,000 > Pe > 300$ применима формула [Л. 7-5]:

$$Nu = 5 + 0{,}0021Pe. \qquad (7\text{-}32)$$

В области чисел $20 < Pe < 300$ расчет можно вести по формуле [Л. 7-5]:

$$Nu = 0{,}7Pe^{1/3}.$$

Физические характеристики относятся к средней температуре потока.

При $D/L < 30$ рассчитанное значение α умножается [Л. 7-15] на коэффициент

$$\varepsilon_L = 1{,}72\left(\frac{D}{L}\right)^{0{,}16}. \qquad (7\text{-}33)$$

Поправку на неизотермичность для жидких металлов, ввиду слабой зависимости теплоотдачи от вязкости и коэффициента теплопроводности от температуры, вводить не следует.

7-7. Теплоотдача в переходной области чисел Re

В круглых трубах переходная область течения и теплообмена практически заключена между числами Re от 2300 до 5000 — 7000. В щелевых каналах наблюдается увеличение этого интервала чисел Re.

Значения коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи в этой области нестабильны и сильно зависят от условий проведения испытаний [Л. 7-4, 7-7, 7-17]. Поэтому точность расчета теплоотдачи для переходной области чисел Re невелика.

Для круглой трубы при числах $Pr \geqslant 0{,}5$ и $2300 < Re < 5000$ расчет рекомендуется вести по интерполяционной логарифмической прямой, проведенной между значениями числа Nu, рассчитанными при $Re = 2\,300$ по формуле для ламинарного течения, и значением числа Nu, рассчитанного при $Re = 5\,000$ по формуле для развитого турбулентного течения. Ввиду нестабильности процесса влияние температурного фактора можно не учитывать, а показатель степени при числе Pr принять постоянным, равным $^1/_3$.

Построенная на этом принципе расчетная формула имеет вид $\left(Pr \geqslant 0{,}5;\ 2\,300 \leqslant Re \leqslant 5\,000;\ \frac{L}{D} > 30\right)$:

а) $RePr\,\frac{D}{L} > 12$

$$Nu \approx 21\left(Pr\frac{D}{L}\right)^{0{,}33}\left(\frac{Re}{2\,300}\right)^{\lg\frac{L}{D}}; \qquad (7\text{-}34)$$

б) $RePr\,\frac{D}{L} < 12$

$$Nu \approx 3{,}66\left(\frac{Re}{2\,300}\right)^{2{,}3+\lg Pr}. \qquad (7\text{-}35)$$

На рис. 7-5 (вклейка) приведена иомограмма для расчета коэффициента теплоотдачи в пластинчатых воздухоподогревателях при $2\,500 < \mathrm{Re} < 10\,000$ [Л. 7-19].

7-8. Влияние шероховатости трубы

Наличие шероховатости ие влияет на теплоотдачу при ламинарном течении и повышает теплоотдачу при турбулентном течении. На теплоотдаче при турбулентном течении шероховатость трубы начинает сказываться при бо́льших числах Re и слабее, чем на гидравлическом сопротивлении [Л. 7-13]. Достаточных даниых о влиянии этого фактора пока нет.

7-9. Теплоотдача в каналах с поперечными и косыми волнами

Поверхность нагрева современных регенеративных воздухоподогревателей часто выполняется для интенсификации теплоотдачи из волнистых листов. Коэффициент теплоотдачи для таких поверхностей зависит от их конструктивного оформления. Ввиду отсутствия обобщенных рекомендаций на рис. 7-6—7-8 приводятся опытные зависимости $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re})$ для нескольких форм каналов, по которым получены экспериментальные данные [Л. 7-3, 7-10].

Коэффициент теплоотдачи для каналов треугольного сечения и для набивки из листов относится к двусторонней поверхности листов, для волнообразных каналов—к плоской проекции гофрированного листа на плоскость основания.

Эквивалентный диаметр для треугольных каналов и набивки Юнгстрем подсчитывается по общей формуле (7-24).

7-10. Расчет температурного режима при газовом охлаждении канала с заданным законом тепловыделения

Задается форма канала, расход газа, его начальная температура и закои тепловыделения по длине канала. Скорость течения газа дозвуковая.

Средняя по теплосодержанию температура потока в данном сечении канала равна:

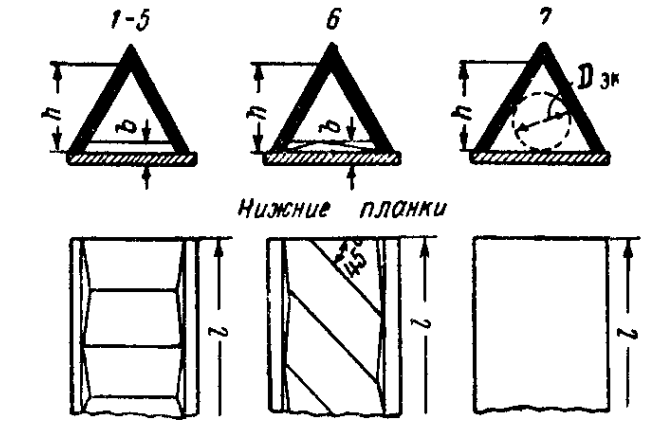
$$T_{0x} = T_1 + \frac{1}{c_p w \gamma} \int_0^x \frac{U_T q}{\mathfrak{U}}\, dx. \qquad (7\text{-}36)$$

Температура стенки в данном сечении канала получается путем графического решения уравнения

$$\frac{T_{ст.x}}{T_{0x}} = 1 + \frac{q T_1^{0,2n}}{A T_{0x}^{0,2n+1}} \left(\frac{T_{ст.x}}{T_{0x}}\right)^{0,55}, \qquad (7\text{-}37)$$

где

$$A = \frac{0{,}023 \mathrm{Pr}^{0,4} (w\gamma)^{0,8} \lambda_1}{D_{эк}^{0,2} g^{0,8} \mu_1^{0,8}}.$$



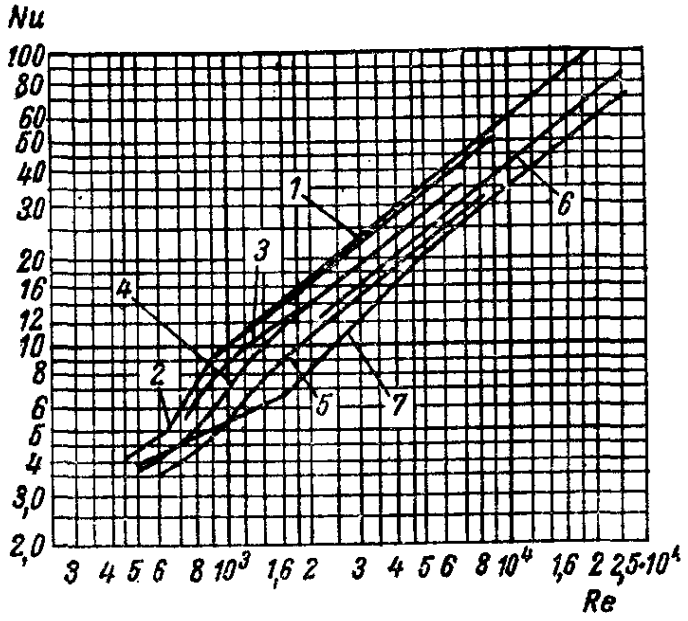


Рис. 7-6. Зависимости Nu = f(Re) для треугольных каналов с поперечными и косыми волнами

1) $D_{эк}$ = 13,4 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 93,2; $\frac{b}{h}$ = 0,155; волна поперечная

2) $D_{эк}$ = 9,12 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 32,5; $\frac{b}{h}$ = 0,214;

3) $D_{эк}$ = 14,1 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 42,5; $\frac{b}{h}$ = 0,176;

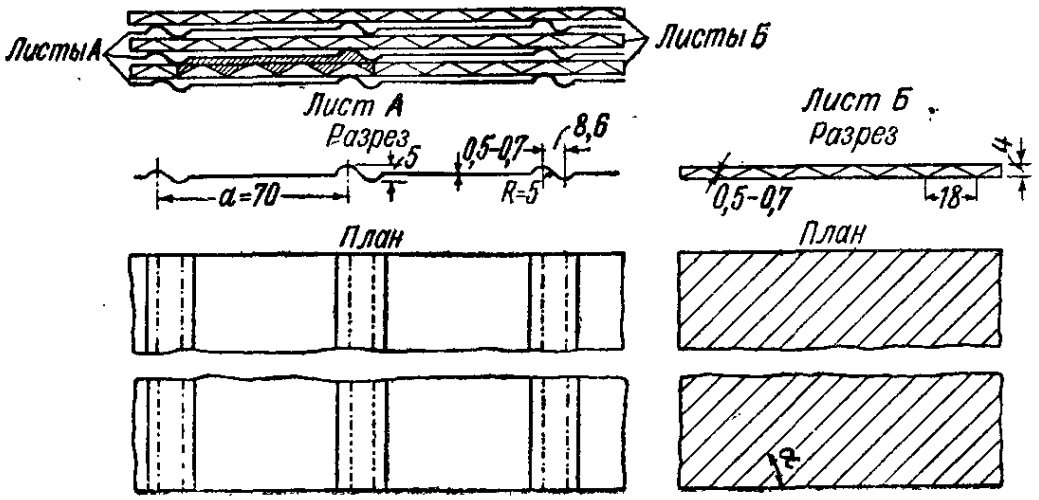
4) $D_{эк}$ = 8,72 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 34,1; $\frac{b}{h}$ = 0,162;

5) $D_{эк}$ = 7,94 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 37,7; $\frac{b}{h}$ = 0,088;

} Опыты Лисгольма и Эденгольма; каналы с поперечной волной

6) $D_{эк}$ = 13,34 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 93,8; $\frac{b}{h}$ = 0,155; волна под 45°

7 — гладкий треугольный канал: $D_{эк}$ = 13,06 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 92,5



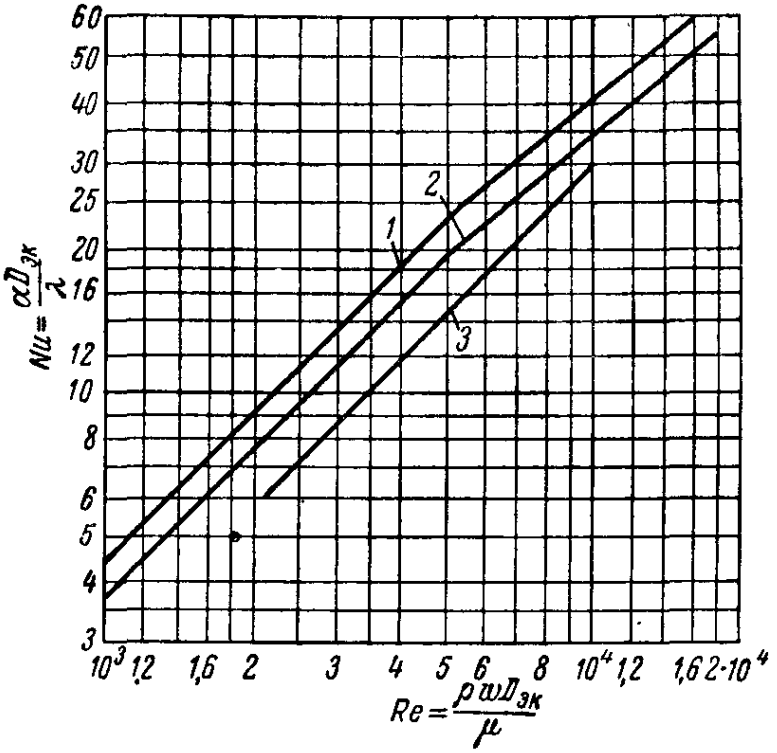


Рис. 7-7. Зависимости Nu = f(Re) для набивки воздухоподогревателей Юнгстрем
— набивка фирмы Howden (Англия)

$D_{эк}$ = 10,9 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 82,4; опыты МВТУ [Л. 7-10]

2 — набивка АРС (США)

$D_{эк}$ = 8,1 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 100,2; опыты ЦКТИ

3 — набивка с гладкими щелевыми каналами

$D_{эк}$ = 6,48 *мм*; $\frac{l}{D_{эк}}$ = 125,2; опыты ЦКТИ

Примечания: 1. В некоторых конструкциях для части набивки, устанавливаемой вблизи оси ротора, размер *a* меньше, чем в основной части.

2. Набивка с гладкими щелевыми каналами образуется из обычной набивки путем удаления листов *Б*.

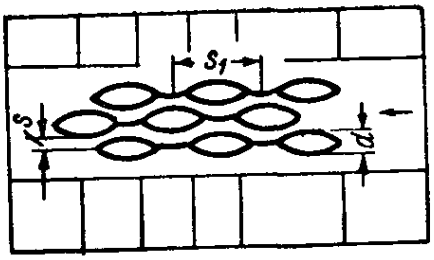


Рис. 7-8. Волнообразные каналы
Ширина каналов $s = 3 - 7$ *мм*; $d = 14$ *мм*; $s_1 = 40$ *мм*; $Nu = 0{,}117Re^{0{,}67}$
Примечание. За определяющий размер принят поперечный размер двуугольной трубки d

В формулах (7-36) и (7-37) T_1, °К — абсолютная температура газа при входе;
U_T [*м*] — обогреваемый периметр канала;
Ω [$м^2$] — площадь поперечного сечения канала;
$q = q(x)$ [*ккал/м²час*] — плотность тепловыделения с охлаждаемой поверхности канала;
$w\gamma$ [*кг/м² час*] — весовая скорость газа;
μ_1 [*кг·час/м²*] — коэффициент вязкости газа при температуре T_1;
n — показатель степени в температурной функции

$$\frac{\mu_{0x}}{\mu_1} \approx \frac{\lambda_{0x}}{\lambda_1} \approx \left(\frac{T_{0x}}{T_1}\right)^n.$$

Задача решается более просто при округлении показателя степени при температурном факторе в формуле до 0,5.

В этом случае

$$\frac{T_{ст.x}}{T_{0x}} = \left(\frac{qT_1^{0,2n}}{2AT_{0x}^{0,2n+1}} + \sqrt{\frac{q^2T_1^{0,4n}}{4A^2T_{0x}^{0,4n+2}} + 1}\right)^2, \qquad (7\text{-}38)$$

где T_{0x} определяется по (7-36).

При синусоидальном законе тепловыделения

$$q = q_{max} \sin\left(\pi \frac{\chi + \frac{x}{L}}{\chi + 1}\right), \qquad (7\text{-}39)$$

где χ — константа и L — полная длина обогреваемого участка;

$$T_{0x} = T_1 + \frac{4q_{max}(\chi+1)L}{\pi c_p D w\gamma}\left[\cos\left(\frac{\pi\chi}{\chi+1}\right) - \cos\left(\pi\frac{\chi+\frac{x}{L}}{\chi+1}\right)\right]; \qquad (7\text{-}40)$$

$$T_{ст.x} = T_{0x}\left[B\sin\left(\pi\frac{\chi+\frac{x}{L}}{\chi+1}\right) + \sqrt{B^2\sin^2\left(\pi\frac{\chi+\frac{x}{L}}{\chi+1}\right)+1}\right]^2, \qquad (7\text{-}41)$$

где

$$B = \frac{T_1^{0,2n}D^{0,2}(g\mu_1)^{0,8}q_{max}}{0{,}046T_{0x}^{0,2n+1}\,Pr^{0,4}\,\lambda_1\,(w\gamma)^{0,8}};$$

температура газа на выходе из канала

$$T_2 = T_1 + \frac{4(\chi+1)Lq_{\max}}{\pi c_p \gamma w D}\left[\cos\left(\frac{\pi\chi}{\chi+1}\right)+1\right]. \qquad (7\text{-}42)$$

Максимальная температура стенки канала проще всего находится путем построения графика $T_{ст.x}$ по формуле (7-38).

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ВНЕШНЕМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

8-1. Пограничный слой

Обтекание тел потоком бывает безотрывное и отрывное. Безотрывное обтекание всегда имеет место на лобовой части поверхности даже таких плохообтекаемых тел, как, например, шар.

При безотрывном обтекании отчетливо проявляются области вязких и тепловых возмущений, соответственно называемые динамическим и тепловым пограничными слоями.

При $\mathrm{Pr}=1$ и $\mathrm{grad}\, p=0$ толщина динамического пограничного слоя δ и толщина теплового пограничного слоя δ_T совпадают. При $\mathrm{Pr}<1$ значение $\delta<\delta_T$, при $\mathrm{Pr}>1$ величина $\delta>\delta_T$.

Пограничный слой бывает ламинарный, переходный и турбулентный. В переходном и турбулентном пограничных слоях в непосредственной близости к стенке существует вязкий подслой, в котором $\mu \gg \mu_m$.

Теоретически толщина пограничного слоя бесконечна. В этом смысле говорят об асимптотическом пограничном слое. Однако весьма плодотворным является представление о слое конечной толщины. В этом случае полагают, что на некотором удалении от стенки скорость и температура практически равны скорости w_0 и температуре t_0 невозмущенного потока.

8-2. Основные уравнения плоского пограничного слоя

Если координата x направлена вдоль течения, а y — по нормали к нему, то для пограничного слоя можно считать, что

$$\frac{\partial p}{\partial y}=0;\quad \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2};\quad w_y \ll w_x;\quad \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}.$$

Уравнения теплопроводности, движения и сплошности для несжимаемого пограничного слоя принимают вид (уравнения Прандтля):

$$\left.\begin{aligned} a\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} &= \frac{\partial t}{\partial \tau}+w_x\frac{\partial t}{\partial x}+w_y\frac{\partial t}{\partial y};\\ -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} &= \frac{\partial w_x}{\partial \tau}+w_x\frac{\partial w_x}{\partial x}+w_y\frac{\partial w_x}{\partial y};\\ \frac{\partial w_x}{\partial x}+\frac{\partial w_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (8\text{-}1)$$

Вне пограничного слоя вязкие силы ие проявляются и

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{\partial w_0}{\partial \tau}+w_0\frac{\partial w_0}{\partial x}, \tag{8-2}$$

где w_0 — скорость невозмущенного потока;
τ — время.

Интегрирование этих уравнений поперек пограннчного слоя приводит к уравнению импульсов (уравнение Кармана):

$$\int_0^{\delta}\rho\frac{\partial w_x}{\partial \tau}dy+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{\delta}\rho w_x^2dy-w_0\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{\delta}\rho w_x dy=-\tau_{cm}-\delta\frac{\partial p}{\partial x} \tag{8-3}$$

и уравнению теплового баланса пограничного слоя:

$$q=\frac{d}{dx}\left(c_0t_0\int_0^{\delta_T}\gamma w_x dy-\int_0^{\delta_T}c\gamma t w_x dy\right). \tag{8-4}$$

Для стационарного течения уравнения импульсов и теплового баланса приводятся к виду:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+\frac{1}{w_0}\frac{dw_0}{dx}(2\delta^{**}+\delta^*)=\frac{\tau_{cm}}{\rho w_0^2}=2c_f, \tag{8-5}$$

где c_f — локальное (местное) значение коэффициента сопротивления трения.

$$\frac{\alpha_x}{c\gamma w_0}=\frac{d\delta_T^{**}}{dx}+\left[\frac{1}{w_0}\frac{dw_0}{dx}+\frac{1}{t_{cm}-t_0}\frac{d(t_{cm}-t_0)}{dx}\right]\delta_T^{**}. \tag{8-6}$$

Интеграл

$$\delta^*=\int_0^{\delta}\left(1-\frac{w_x}{w_0}\right)dy \tag{8-7}$$

называется „толщиной вытеснения".

Интеграл

$$\delta^{**}=\int_0^{\delta}\frac{w_x}{w_0}\left(1-\frac{w_x}{w_0}\right)dy \tag{8-7а}$$

называется „толщиной потери импульса".

Интеграл

$$\delta_T^{**}=\int_0^{\delta_T}\frac{w_x}{w_0}\left(1-\frac{t-t_0}{t_{cm}-t_0}\right)dy \tag{8-7б}$$

называется „толщиной потери теплосодержания".

Эти величины играют роль характерных линейных размеров, с помощью которых составляют характеристические числа Рейнольдса пограничного слоя

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{Re}^{*} &= \frac{w_0\delta^{*}}{\nu}; \\ \mathrm{Re}^{**} &= \frac{w_0\delta^{**}}{\nu}; \\ \mathrm{Re}_T^{**} &= \frac{w_0\delta_T^{**}}{\nu}. \end{aligned}\right\} \qquad (8\text{-}8)$$

8-3. Определение точек перехода в пограничном слое

При обтекании пластины неограниченным потоком $\left(\frac{dw_0}{dx}=0\right)$ координаты перехода от ламинарного режима течения к переходному режиму $x_{кр\,I}$ и перехода к развитому турбулентному режиму течения

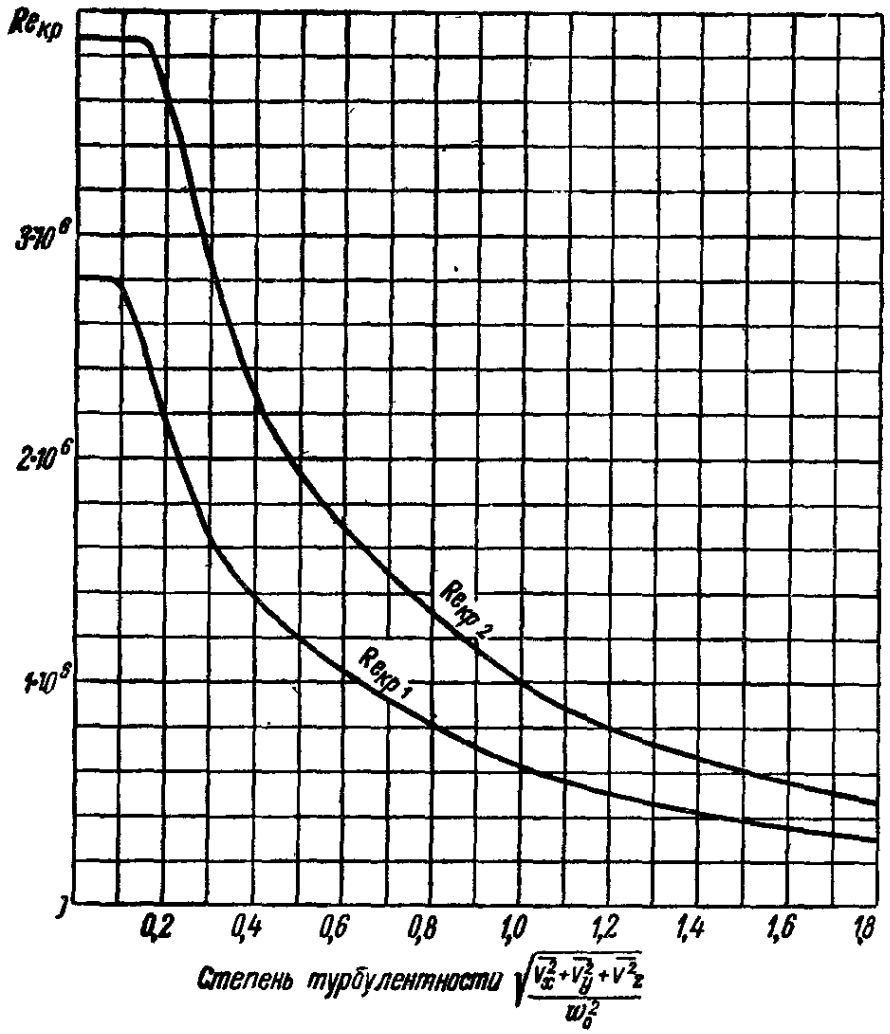


Рис. 8-1. График для определения критических значений Re на пластине.

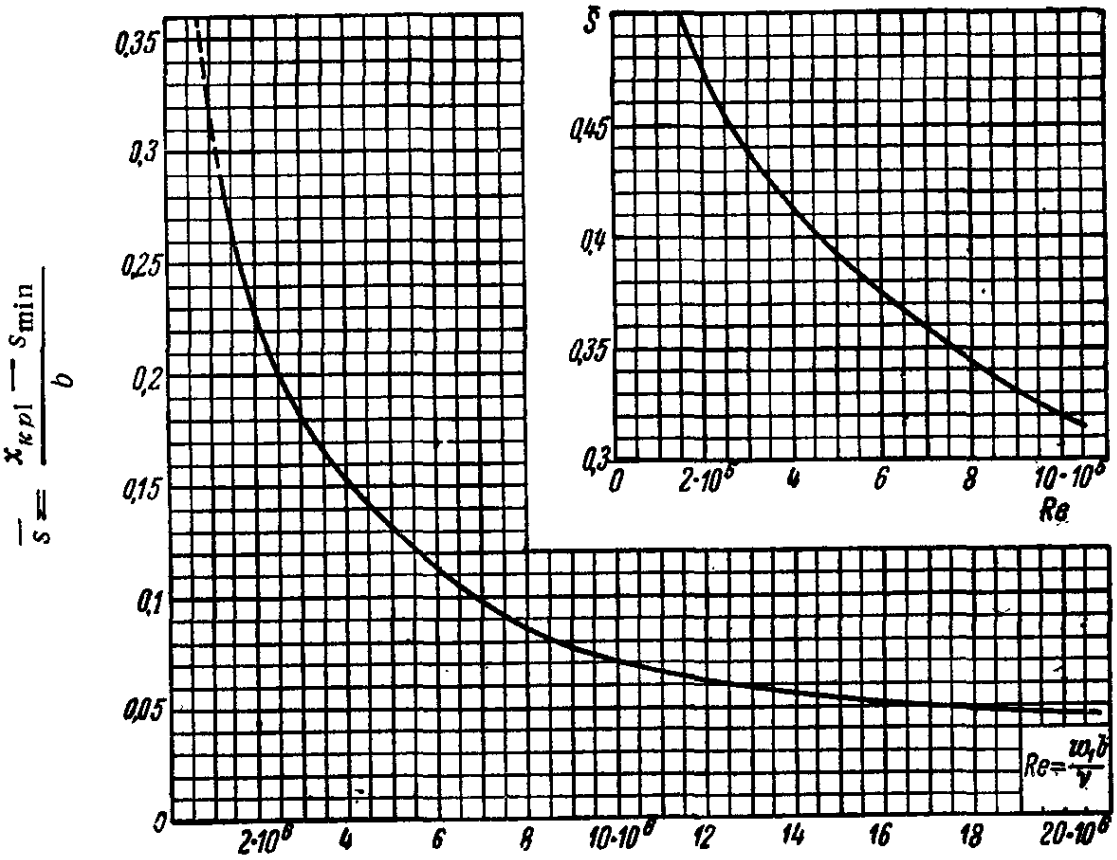


Рис. 8-2. График для определения координаты точки перехода от ламинарного режима течения пограничного слоя к переходному на профиле, при $\tilde{v} \leqslant 0{,}6\%$

пограничного слоя $x_{кр2}$ определяются по кривым рис. 8-1. На этом графике [Л. 8-6]

$$\mathrm{Re}_{кр1} = \frac{w_0 x_{кр1}}{\nu} \quad \text{и} \quad \mathrm{Re}_{кр2} = \frac{w_0 x_{кр2}}{\nu}.$$

При обтекании профиля $\left(\frac{dw_0}{dx} \neq 0\right)$, когда степень турбулентности набегающего потока (см. § 6-6) $\tilde{v} \leqslant 0{,}6\%$[1], значение координаты $x_{кр1}$ определяются по графику рис. 8-2 [Л. 8-7, 8-18]. На этом графике:

$\mathrm{Re} = \frac{w_1 b}{\nu}$, где w_1 — скорость набегающего потока и b — хорда профиля; $\bar{s} = \frac{x_{кр1} - s_{min}}{b}$, где s — координата точки минимума давления.

[1] Этой кривой можно пользоваться до значений $\tilde{v} \approx 1\%$, имея в виду, что в этом случае действительный переход наступит несколько раньше расчетного.

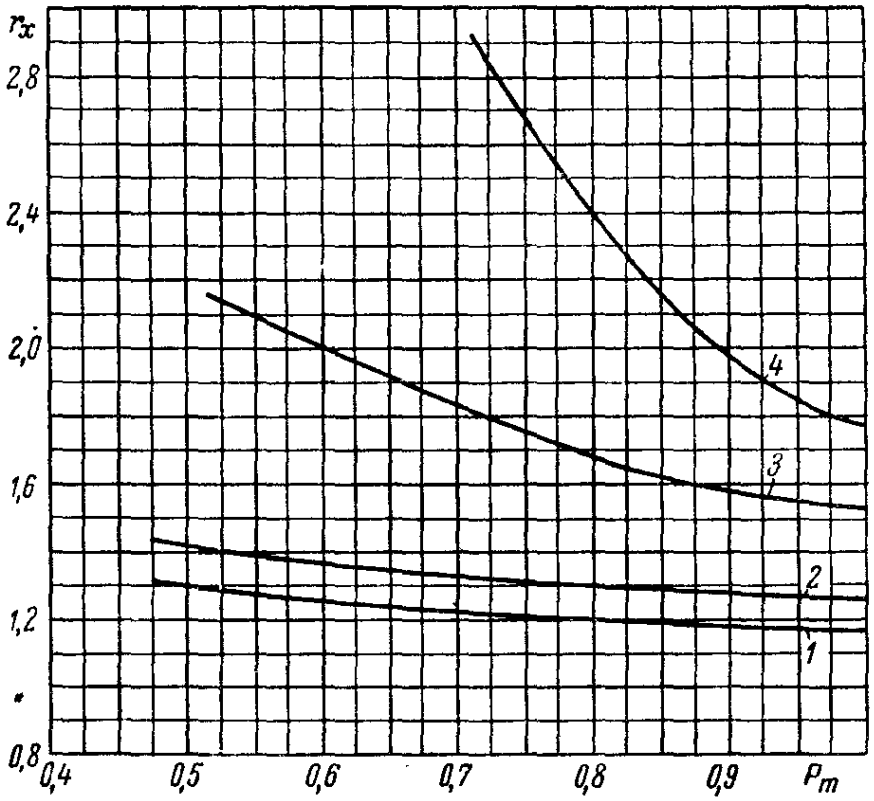


Рис. 8-3. График для определения отношения $r_x = \frac{x_{кр2}}{x_{кр1}}$ на профиле:

1 — диффузорное течение с выпуклым профилем скорости; *2* — диффузорное течение с вогнутым профилем скорости; *3* — конфузорное течение с выпуклым профилем скорости; *4* — конфузорное течение с вогнутым профилем скорости

Значение координаты $x_{кр2}$ определяется в этом случае [Л. 8-6 с помощью графика рис. 8-3, по оси ординат которого отложено отношение $r_x = \frac{x_{кр2}}{x_{кр1}}$, а по оси абсцисс отношение минимального давления на профиле p_{min} к полному напору перед профилем:

$$\bar{p}_m = \frac{p_{min}}{p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2}} = \frac{\bar{p}_{min} + \frac{p_1}{\frac{\rho w_1^2}{2}}}{1 + \frac{p_1}{\frac{\rho w_1^2}{2}}}, \qquad (8\text{-}9)$$

где

$$\bar{p}_{min} = 1 - \left(\frac{w_{min}}{w_1}\right)^2.$$

8-4. Теплоотдача пластины при ламинарном течении

Для случая обтекания пластины невозмущенным потоком при ламинарном течении имеется точное решение системы уравнений (3-1), а также приближенное решение, основанное на подстановке в уравнение импульсов (3-5) и уравнение теплового баланса (3-6) аппроксимирующих профилей скорости и температур [Л. 8-12, 8-25]. Последний метод распространяется и на течения с продольным градиентом скорости невозмущенного потока, т. е. на обтекание криволинейных поверхностей [Л. 8-14, 8-25]. Решение при постоянных физических характеристиках и постоянной температуре на поверхности пластины дает для сред с $\mathrm{Pr} \geqslant 0{,}5$:

$$\left.\begin{aligned} \delta_x &= 5{,}8\left(\frac{\nu x}{w_0}\right)^{1/2}; \\ c_f &= 0{,}67\left(\frac{\nu}{w_0 x}\right)^{1/2}; \\ \alpha_x &= 0{,}33\lambda\,\mathrm{Pr}^{1/3}\left(\frac{w_0}{\nu x}\right)^{1/2}. \end{aligned}\right\} \qquad (8\text{-}10)$$

Здесь индекс x показывает, что величина отнесена к сечению, отстоящему на x [$м$] от передней кромки пластины.

Средний коэффициент трения и средний коэффициент теплоотдачи на участке L с ламинарным пограничным слоем, равны:

$$\bar{c}_f = \frac{1}{L}\int_0^L c_f dx = 1{,}34\left(\frac{w_0 L}{\nu}\right)^{-1/2}. \qquad (8\text{-}11)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{L}\int_0^L \alpha_x dx = 0{,}67\lambda\,\mathrm{Pr}^{1/3}\left(\frac{w_0}{\nu L}\right)^{1/2}. \qquad (8\text{-}12)$$

В критериальной форме

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}67\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re}^{1/2}, \qquad (8\text{-}12\text{а})$$

где

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{\bar{\alpha} L}{\lambda}, \quad \mathrm{Re} = \frac{w_0 L}{\nu}.$$

Расчетная формула

$$\bar{\alpha} = A\left(\frac{\gamma w_0}{L}\right)^{0{,}5} \quad [ккал/м^2\ град \cdot час], \qquad (8\text{-}13)$$

где коэффициент $A = 0{,}67\dfrac{\lambda\,\mathrm{Pr}^{1/3}}{(g\mu)^{1/2}}$ (табл. 8-1).

Здесь w_0 [$м/сек$], γ [$кг/м^3$], L [$м$], λ [$ккал/м \cdot час \cdot град$], g [$м/сек^2$], μ [$кг \cdot сек/м^2$].

Таблица 8-1

Значения коэффициента *A* в формуле (8-13) для сухого воздуха при *B*=760 *мм* рт. ст.

t, °C	0	50	100	200	300	500	1000
A	2,94	3,16	3,38	3,72	4,05	4,61	5,56

Для сред с $Pr \ll 1$ (жидкие металлы) [Л. 8-13]

$$\overline{Nu} = 1{,}1\,[(1 - Pr^{1/3})\,Pe]^{1/2} \tag{8-14}$$

или

$$\bar{\alpha} = 1{,}1\lambda\,(1 - Pr^{1/3})^{1/2}\left(\frac{w_0}{aL}\right)^{1/2}. \tag{8-14a}$$

Здесь $Pe = \frac{w_0 L}{a}$, где коэффициент температуропроводности подставляется в *м*^{2}/*сек*, если скорость взята в *м/сек*.

8-5. Теплоотдача пластины при турбулентном течении

Если пластина имеет острую кромку со стороны набегающего потока, то при „обычной" степени турбулентности ламинарный пограничный слой существует в области чисел $Re < 5 \cdot 10^5$.

Если известна степень турбулентности набегающего потока, то значения чисел Рейнольдса для конца ламинарного режима течения (начала переходного режима) $Re_{кр1}$ и для конца переходного режима (начала турбулентного режима течения) $Re_{кр2}$ определяются по графику рис. 8-1.

При тупой кромке (например уступ толщиной 1—2 *мм*) турбулентный пограничный слой обычно существует на всей поверхности пластины. Толщина турбулентного динамического пограничного слоя [Л. 8-13] в сеченни, отстоящем на x [*м*] от передней кромки пластины,

$$\delta_x \approx 0{,}37\left(\frac{\nu x^4}{w_0}\right)^{0,2};$$

средний коэффициент трения на участке L

$$\bar{c}_f \approx 0{,}072\left(\frac{w_0 L}{\nu}\right)^{-0,2}. \tag{8-15}$$

Для сред с $Pr \geqslant 0{,}5$ среднее на участке L значение Nu

$$\overline{Nu} = 0{,}035\,Pr^{1/3}Re^{0,8}. \tag{8-16}$$

Средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = A\frac{(\gamma w_0)^{0,8}}{L^{0,2}} \quad [ккал/м^2\,град\cdot час], \tag{8-16а}$$

где

$$w_0\,[м/сек];\quad \gamma\,[кг]м^3];\quad L\,[м].$$

Значения коэффициента A даны в табл. 8-2.

Таблица 8-2

Значения коэффициента $A = \dfrac{0,035\,\lambda\,Pr^{1/3}}{(g\mu)^{0,8}}$ в формуле (8-16а) для сухого воздуха при B=760 *мм* рт. ст.

t, °C	0	50	100	200	300	500	1000
A	3,72	3,89	4,00	4,20	4,38	4,65	5,19

Для сред с $Pr \ll 1$ (жидкие металлы) по проведенным расчетам можно принять:

$$\overline{Nu} \approx 0,59 Pe^{0,61} \tag{8-17}$$

или

$$\bar{\alpha} \approx 0,59\,\frac{\lambda}{L}\left(\frac{w_0 L}{a}\right)^{0,61}. \tag{8-17а}$$

Теплоотдача при переходном режиме течения неустойчива, вследствие чего точный ее расчет невозможен. Величину $\bar{\alpha}$ при переходном режиме течения на пластине для сред с $Pr > 0,5$ можно определять с помощью приближенной интерполяционной формулы:

$$\overline{Nu} \approx C\,Pr^{1/3}Re^{n}, \tag{8-18}$$

где

$$n = \frac{\lg(0,035Pr^{1/3}Re_{кр2}^{0,8}) - \lg(0,67Pr^{1/3}Re_{кр1}^{0,5})}{\lg Re_{кр2} - \lg Re_{кр1}};$$

$$C = 0,67\,Re_{кр1}^{0,5-n}.$$

8-6. Расчет сопротивления трения и теплоотдачи при обтекании криволинейной поверхности (профиля)

Задан иекоторый профиль, например профиль лопатки газовой турбины. Считается, что температура на поверхности контура постоянна, температурный фактор близок к единице, течение плоское и обтекающая профиль среда практически несжимаема.

Задается эпюра (распределение) скоростей на профиле в виде функции

$$w_0 = w_0(x)$$

или

$$w_0 = w_0(s), \tag{8-19}$$

где x — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от точки разветвления потока;

s — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от задней кромки (т. е. s направлена против x по спинке профиля и по x на вогнутой стороне профиля) — см. рис. 8-4.

Эта функция может быть определена, например, путем расчета потенциального обтекания профиля, исследования обтекания методом электродинамической аналогии или в результате непосредственных измерений распределения давления по профилю при продувке последнего в аэродинамической трубе.

Связь между эпюрой давления и эпюрой скоростей невозмущенного ядра течения устанавливается уравнением (8-2), которое для стационарного течения принимает вид:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx} = w_0\frac{dw_0}{dx}. \tag{8-20}$$

Отсюда следует, что

$$w_0(x) = \sqrt{\frac{2}{\rho}\Delta p(x)}. \tag{8-21}$$

Расчет пограничного слоя производится отдельно для спинки и вогнутой стороны профиля, начиная от точки разветвления. Последняя определяется по эпюре скоростей как точка, в которой $w_0 = 0$.

Приближенные решения уравнений (8-5) и (8-6) по методу, изложенному в [Л. 8-14, 8-5, 8-6], 8-7], после их некоторой трансформации имеют вид:

а) При ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля (теплоотдача рассчитывается для среды с $\mathrm{Pr} \geqslant 0{,}5$)

$$\delta^{**} = \frac{0{,}67\nu^{0,5}}{w_0^{2,9}}\left(\int_0^x w_0^{4,8}dx\right)^{0,5}; \tag{8-22}$$

$$c_f = 0{,}67\nu^{0,5}w_0^{1,9}\left(\int_0^x w_0^{4,8}dx\right)^{-0,5}; \tag{8-23}$$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}335\mathrm{Pr}^{1/3}\mathrm{Re}\left(\int_0^x \frac{w_0 dx}{\nu}\right)^{-0,5}. \tag{8-24}$$

б) При ламинарном течении пограничного слоя на передней части профиля и переходном режиме на задней части;

для точек $0 < x < x_{кр1}$ расчет ведется по формулам (8-22), (8-23), (8-24);

для точек $x > x_{кр1}$ расчет ведется по формулам:

$$\delta^{**} = 0{,}00032\nu^{-0,11} w_0^{-5,99} \left(\int_{x_{кр_1}}^{x} w_0^{5,5} dx + 1395\nu^{0,1} w_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{1,11}; \quad (8\text{-}25)$$

$$c_f = 0{,}00071\nu^{-0,11} w_0^{-0,50} \left(\int_{x_{кр1}}^{x} w_0^{5,5} dx + 1395\nu^{0,1} w_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{0,11}; \quad (8\text{-}26)$$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}00038\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re} \left[\int_{x_{кр1}}^{x} \frac{w_0 dx}{\nu} + 0{,}047 \left(\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Nu}} \right)_1^2 \right]^{0,11}. \quad (8\text{-}27)$$

в) При ламинарном течении пограничного слоя на передней части профиля, переходном на средней части профиля и турбулентном течении на задней части профиля:

для точек $0 < x < x_{кр1}$ расчет ведется по формулам (8-22), (8-23), (8-24);

для точек $x_{кр1} < x < x_{кр2}$ расчет ведется по формулам (8-25), (8-26), (8-27);

для точек $x > x_{кр2}$ расчет ведется по формулам:

при $\mathrm{Re} < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0{,}036\nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_{x_{кр2}}^{x} w_0^{3,8} dx + 63{,}4 \frac{w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{**1,25}}{\nu^{0,25}} \right)^{0,8}; \quad (8\text{-}29)$$

$$c_f = 0{,}059\nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_{x_{кр2}}^{x} w_0^{3,8} dx + 63{,}4 \frac{w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{**1,25}}{\nu^{0,25}} \right)^{-0,2}; \quad (8\text{-}30)$$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}028\,\mathrm{Pr}^{1/3}\mathrm{Re} \left[\int_{x_{кр2}}^{x} \frac{w_0 dx}{\nu} + 0{,}72 \left(\frac{\mathrm{Re} \cdot 10^{-4}}{3{,}4\mathrm{Nu}} \right)_2^9 \right]^{-0,2}; \quad (8\text{-}31)$$

при $\mathrm{Re} > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0{,}015\nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_{x_{кр2}}^{x} w_0^{3,8} dx + 131 \frac{w_{0,2}^{3,97} \delta_2^{**1,17}}{\nu^{0,17}} \right)^{0,86}; \quad (8\text{-}32)$$

$$c_f = 0{,}0264\nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_{x_{кр2}}^{x} w_0^{3,8} dx + 131 \frac{w_{0,2}^{4} \delta_2^{**1,17}}{\nu^{0,17}} \right)^{-0,14}; \quad (8\text{-}33)$$

число Nu — по формуле (8-31).

В этих формулах:

$\mathrm{Re} = \frac{w_1 L}{\nu}$ — расчетное число Рейнольдса для набегающего потока;

$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha x}{\lambda}$ — локальное значение числа Нуссельта;

w_1 — скорость набегающего на профиль потока;

L — длина обвода рассматриваемой части профиля;

δ_1^{**} и δ_2^{**} — значения толщины потери импульса в точках перехода от ламинарного течения пограничного слоя к переходному ($x = x_{кр1}$) и от переходного к турбулентному ($x = x_{кр2}$);

$w_{0,1}$ и $w_{0,2}$ — значения скорости течения в ядре потока в сечениях $x = x_{кр1}$ и $x = x_{кр2}$;

$\left(\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Nu}}\right)_1$ и $\left(\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Nu}}\right)_2$ — значения отношения $\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Nu}}$ в сечениях $x = x_{кр1}$ и $x = x_{кр2}$.

Значения величин $x_{кр1}$ и $x_{кр2}$ определяются согласно данным § 8-3.

Когда турбулентность набегающего потока велика ($\tilde{v} > 1\%$), весь пограничный слой на профиле можно считать турбулентным.

В этом случае для всех точек профиля:

при $\mathrm{Re} < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0{,}036\nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx\right)^{0,8}; \tag{8-34}$$

$$c_f = 0{,}059\nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx\right)^{-0,2}; \tag{8-35}$$

$$\mathrm{Nu} = 0{,}0285\, \mathrm{Pr}^{0,35} \mathrm{Re} \left(\int_0^x \frac{w_0 dx}{\nu}\right)^{-0,2}; \tag{8-36}$$

при $\mathrm{Re} > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0{,}015\nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx\right)^{0,86}; \tag{8-34а}$$

$$c_f = 0{,}0264\nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx\right)^{-0,14}; \tag{8-35б}$$

число Nu — по формуле (8-36).

Полная сила трения на профиле равна:

$$S_{тр} = \oint c_f \frac{\rho w_0^2}{2} dx. \tag{8-37}$$

Полная теплоотдача

$$Q = l \oint \alpha (t_{ст} - t_0) dx, \tag{8-38}$$

где l — высота профиля.

Пример. Задано:

а) распределение скорости вдоль обвода профиля $w = w(s)$. Для проведения расчета пограничного слоя это распределение в координатах $\bar{u} = \frac{w}{w_1} = f\left(\frac{s}{b}\right)$ строится на миллиметровой бумаге в таком масштабе, чтобы можно было снимать значения $\bar{u}$ с точностью до 0,5%. Построенное таким образом распределение скорости для рассматриваемого примера представлено на рис. 8-4 (на рисунке условно не показана миллиметровая сетка);

б) скорость набегающего на решетку профилей потока $w_1 = 60$ *м/сек*;

в) давление на входе $p_1 = 11\,400$ *мм* вод. ст.;

г) плотность потока $\rho_1 = 0{,}126$ *кг·сек²/м⁴*;

д) хорда профиля $b = 60$ *мм*;

е) число Рейнольдса набегающего потока $\mathrm{Re} = 2{,}44 \cdot 10^5$;

ж) отношение длины обвода профиля к хорде $\frac{L}{b} = 2{,}07$.

Для примера производится расчет пограничного слоя на спинке профиля.

Для спинки профиля расстояние от точки минимума давления (максимума скорости) до передней точки разветвления, в соответствии с рис. 8-4, равняется[1]:

$$\bar{s}_{\min} = \frac{s_{\min}}{L} \frac{L}{b} = 0{,}08 \cdot 2{,}07 = 0{,}16.$$

Для $\mathrm{Re} = 2{,}44 \cdot 10^5$, согласно рис. 8-2, $\bar{s} = 0{,}46$. Тогда

$$\bar{s}_{кр1} = \frac{s_{кр1}}{b} = \bar{s} + \bar{s}_{\min} = 0{,}46 + 0{,}16 = 0{,}62$$

и соответственно

$$\frac{\bar{s}_{кр1}}{L} = \frac{\bar{s}_{кр1}}{L} b = \frac{0{,}62}{2{,}07} = 0{,}30.$$

Таким образом, в координатах рис. 8-4 ламинарный режим течения будет иметь место, начиная от носика профиля вдоль обвода спинки вплоть до $\frac{s}{L} = 0{,}508 - 0{,}30 = 0{,}208$. Эта точка на эпюре рис. 8-4 отмечена как точка *1*. Как видно из рисунка, переходная

[1] Координата x отсчитывается от точки разветвления. Координата s считается вдоль всего обвода профиля, начиная от задней кромки (рис. 8-4).

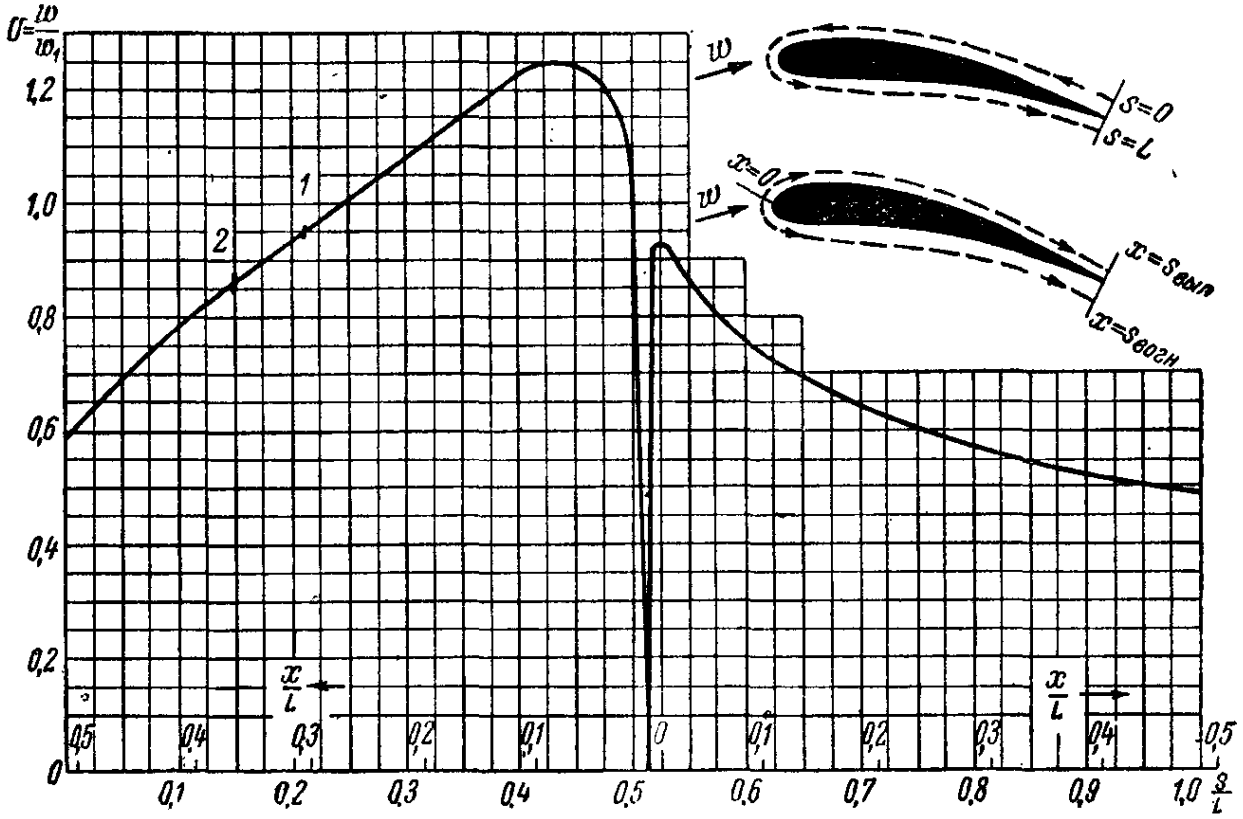


Рис. 8-4. Распределение скорости $\frac{w_0}{w_1}$ вдоль профиля (см. пример)

область в рассматриваемом случае развивается при выпуклой диффузорной эпюре скорости. Следовательно, для определения r_x нужно пользоваться кривой *1* рис. 8-3. Величина $\overline{p_m}$ для данного случая равняется:

$$\overline{p_m} = \frac{-0,80 + \dfrac{11\,400}{0,126\,\dfrac{3600}{2}}}{1 + \dfrac{11\,400}{0,126\,\dfrac{3600}{2}}} = 0,96.^1$$

Согласно рис. 8-3, $r_x = 1,17$, и, следовательно,

$$\frac{s_{кр2}}{L} = r_x \frac{s_{кр1}}{L} = 1,17 \cdot 0,30 \approx 0,36.$$

Таким образом, в координатах рис. 8-4 переходная область простирается вплоть до $\frac{s}{L} = 0,508 - 0,36 = 0,148$. Эта координата отмечена на рис. 8-4 точкой *2*.

[1] Значение давления p_{min} определяется по эпюре скорости с помощью формулы (8-20). Можно также непосредственно определять p_{min} по формуле (8-9).

Дальше производится расчет пограничного слоя в области от $\frac{s}{L}=0{,}508$ до $\frac{s}{L}=0{,}208$ по формуле (8-22). Интегрирование производится графически, для чего строятся кривые $w^{b-1}=w(\overline{s})$ в том же масштабе, что и кривая рис. 8-4.

В точке $\overline{s}=\overline{s}_{кр1}$ для δ^{**} получается значение:

$$\delta^{**}_{кр1}=0{,}091\ мм.$$

Расчет δ^{**} в области между $\overline{s}_{кр1}$ и $\overline{s}_{кр2}$ ведется по формуле (8-25). При $\overline{s}=\overline{s}_{кр2}$ величина

$$\delta^{**}=\delta^{**}_{кр2}=0{,}282\ мм.$$

Для точек участка, простирающегося от $\frac{s}{L}=0{,}148$ до задней кромки, расчет ведется по формуле (8-29). В сечении задней кромки $\delta^{**}=\delta^{**}_{к}=0{,}825$ *мм*.

Аналогичным образом можно рассчитать распределение вдоль обвода профиля значений коэффициента сопротивления, пользуясь формулой (8-30), и коэффициента теплоотдачи (числа Nu), пользуясь формулой (8-31).

Для определения средних значений этих величин можно построить кривые $\mathrm{Nu}=\mathrm{Nu}(x)$ и $c_f=c_f(x)$ и проинтегрировать их.

Значение среднего коэффициента теплоотдачи в решетке профилей при $M<0{,}5$ и $\frac{T_{ст}}{T_0}\approx 1$ можно рассчитать [Л. 8-7] по формуле:

$$\frac{\overline{\alpha}b}{\lambda}=\mathrm{Nu}_b=\frac{t_к}{t_{ст}-t_0}\frac{w_к}{w_2}\frac{\delta^{**}_{T.к}}{t\cos\beta_2}, \qquad (8\text{-}39)$$

где $t_{ст}$ — температура стенки;

t_0 — температура потока;

$t_к$, $w_к$, $\delta^{**}_{T.к}$ — значения температуры, скорости и толщины потери теплосодержания в сечении задней кромки профиля;

t — шаг решетки;

w_2 — значение скорости на выходе из решетки;

β_2 — угол выхода потока относительно оси решетки.

Величина $\delta^{**}_{T.к}$ получается из расчета теплового пограничного слоя методом, аналогичным описанному методу расчета δ^{**}, с помощью формул:

при ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля:

$$\delta^{**}_{T.к}=0{,}826\frac{\nu^{0,5}\left[\int_0^x w_0\,dx\right]^{0,5}}{w_0}; \qquad (8\text{-}22а)$$

при ламинарном течении пограничного слоя на участке от передией точки разветвления до точки $x = x_{кр1}$ и переходном режиме течения после $x = x_{кр1}$ формула для расчета $\delta^{**}_{T.к}$ в области $x > x_{кр1}$ имеет вид:

$$\delta^{**}_{T.к} = 0{,}00041 \frac{\left[\int\limits_{x_{кр1}}^{x} w_0 dx + 1078\nu^{0,1} w_{0кр1}^{0,9} \delta_{T1}^{**0,9}\right]^{10/9}}{w_0 \nu^{1/9}}, \qquad (8\text{-}25а)$$

а для участка $x < x_{кр1}$ расчет ведется по (8-22а);

при возникновении в пограничном слое, развивающемся вдоль обвода профиля, турбулентиого режима течеиия после $x = x_{кр2}$ для области $x > x_{кр2}$:

при $\mathrm{Re} < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**}_{T.к} = 0{,}028 \frac{\nu^{0,2}}{w_0} \left[\int\limits_{x_{кр2}}^{x} w_0 dx + 49{,}3 \frac{\delta_{T1}^{**1,25} w_{окр2}^{1,25}}{\nu^{0,25}}\right]^{0,8}; \qquad (8\text{-}29а)$$

при $\mathrm{Re} > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**}_{T.к} = 0{,}016 \frac{\nu^{0,14}}{w_0} \left[\int\limits_{x_{кр2}}^{x} w\, dx + 122{,}6 \frac{\delta_{T2}^{**1,17} w_{окр2}^{1,17}}{\nu^{0,17}}\right]^{0,86}. \qquad (8\text{-}32а)$$

8-7. Теплоотдача при обтекании шара

Отрыв пограничного слоя и образование вихревой области за кормой шара начинается прн $\mathrm{Re} > 50$. В зависимости от числа $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D}{\nu}$ точка отрыва смещается, в результате чего зависимость Nu от Re при обтекании шара имеет сложный характер. Теория теплообмена в вихревой области пока не разработана и поэтому теплообмен плохо обтекаемых тел приходится рассчитывать только на основе обобщенных опытных данных.

Для шара существует предельное, наименьшее возможиое значеиие числа $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda}$:

$$\mathrm{Nu}_{min} = 2.$$

Имеющиеся миогочисленные опытные данные по теплоотдаче при вынужденном обтекании шаров хорошо обобщаются [Л. 8-10] формулой:

$$\mathrm{Nu} = 2 + 0{,}03\,\mathrm{Pr}^{0,33}\mathrm{Re}^{0,54} + 0{,}35\,\mathrm{Pr}^{0,36}\mathrm{Re}^{0,58}. \qquad (8\text{-}40)$$

Зиачение числа Nu при вынужденном обтекании шара газом с учетом свободной конвекции определяется по экспериментальному графику [Л. 8-17], приведенному на рис. 8-5.

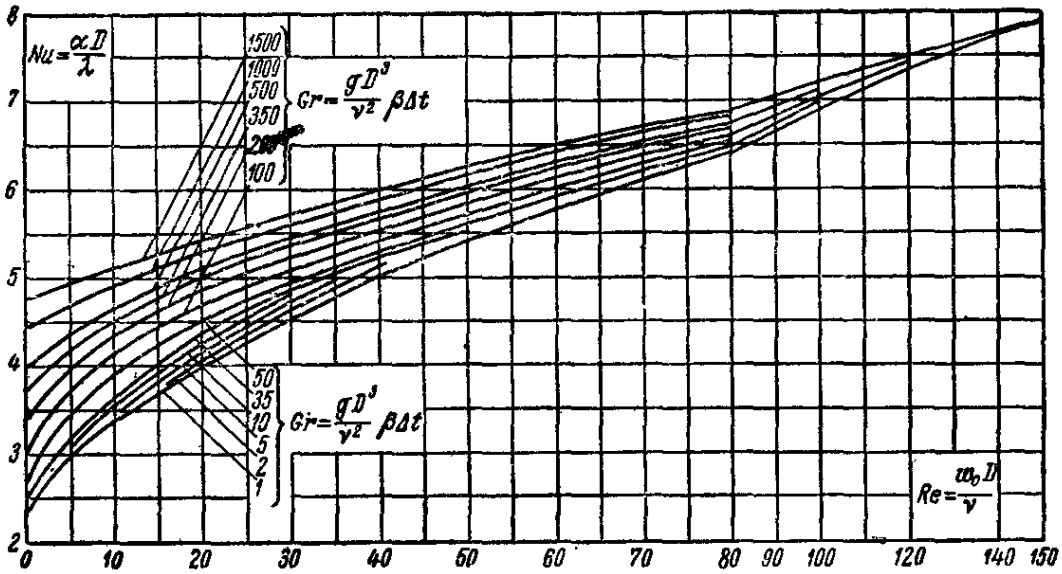


Рис. 8-5. Теплоотдача с учетом свободной конвекции при вынуждении обтекании шара потоком газа

Пример. Вычислить коэффициент теплоотдачи коивекцией от горячего воздуха ($t = 300°$ С) к капле жидкого топлива диаметром 500 *мкн*, летящей с относительной скоростью в 1 *м/сек*. При указанной температуре для воздуха

$$\mathrm{Pr} = 0{,}722, \quad \lambda = 0{,}0369 \ ккал/м \cdot град \cdot час$$

$$\nu = 49{,}9 \cdot 10^{-6} \ м^2/сек.$$

Соответственно

$$\mathrm{Re} = \frac{1 \cdot 500 \cdot 10^{-6}}{49{,}9 \cdot 10^{-6}} = 10;$$

$$\mathrm{Gr} = \frac{9{,}81 \cdot (5 \cdot 10^{-4})^3}{(49{,}9 \cdot 10^{-6})^2} \frac{1}{273 + 300} \Delta t = 0{,}0009 \Delta t.$$

При возможном в данном случае значении Δt влияние свободной конвекции пренебрежимо мало и расчет ведется без ее учета;

$$\alpha = \frac{0{,}0369}{500 \cdot 10^{-6}} (2 + 0{,}03 \cdot 0{,}722^{0{,}33} \cdot 10^{0{,}54} + 0{,}35 \times$$

$$\times 0{,}722^{0{,}36} \cdot 10^{0{,}58}) = 243 \ ккал/м^2 \ град \cdot час.$$

8-8. Теплоотдача при нестационарном обтекании сферических частиц

При нестационарном теплообмене, когда пограничный слой еще только формируется, следует различать теплоотдачу с поверхности тела $\alpha_п$ и теплоотдачу в объем среды $\alpha_{об}$.

Величина $q_{об} = \alpha_{об} (t_{ст} - t_0)$ представляет собою удельный тепловой поток, проникающий через пограничный слой в основную массу жидкости.

Величина $q_n = \alpha_n (t_{ст} - t_0)$ — удельный тепловой поток с поверхности шара.

По опытам [Л. 8-10] в области $50 < \mathrm{Re} < 3200$ можно считать, что

$$\frac{\alpha_{об}}{\alpha} = \frac{\mathrm{Ho}^2 \mathrm{Re}}{1 \cdot 10^6 + \mathrm{Ho}^2 \mathrm{Re}}; \tag{8-41}$$

$$\frac{\alpha_n}{\alpha} = 1 + \frac{5{,}6 \mathrm{Pr}^{0{,}33}}{\mathrm{Ho}}. \tag{8-42}$$

Здесь $\mathrm{Ho} = \frac{w_0 \tau}{D}$ — критерий гомохроиности для шаровой частицы;

α — коэффициент теплоотдачи при стабилизации процесса, определяемый с помощью формулы (8-40).

При $\tau = 0$ коэффициент $\alpha_n = \infty$ и $\alpha_{об} = 0$; при стационарном режиме (теоретически $\tau = \infty$)

$$\alpha_n = \alpha_{об} = \alpha.$$

8-9. Теплоотдача при поперечном обтекании одиночного цилиндра и призматического стержня

При поперечном обтекании цилиндра на его лобовой части образуется пограничный слой, имеющий конечную толщину по всему течению от точки разветвления потока до точки отрыва. Местоположение точки отрыва пограничного слоя зависит от числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D}{\nu}$. Перемещение точки отрыва и связаное с этим изменение соотношения между областью пограничного слоя и вихревой областью в кормовой части цилиндра влияет на ход зависимости от числа Re как коэффициента аэродинамического сопротивления, так и среднего коэффициента теплоотдачи цилиндра. Интенсивность теплоотдачи α меняется по окружности цилиндра немонотонно (рис. 8-6). Для газов и неметаллических жидкостей при $\mathrm{Pr} < 350$ средний коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании цилиндра или призматического стержня определяется из формулы:

$$\mathrm{Nu} = C \mathrm{Pr}^n \mathrm{Re}^m, \tag{8-43}$$

где $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha D_{эк}}{\lambda}$ и $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_{эк}}{\nu}$.

По имеющимся опытным данным [Л. 8-3, 8-4, 8-8, 8-28] показатель степени n лежит в пределах 0,31—0,4, т. е. составляет величину того же порядка, что и при продольном обтекании теплообменной поверхности. В среднем для единообразия расчетов можно принять, что $n = 0{,}35$.

Расчетная формула

$$\alpha = C \frac{\lambda \mathrm{Pr}^{0{,}35}}{D_{эк}^{1-m}} \left(\frac{w_0}{\nu}\right)^m. \tag{8-44}$$

Значения C и m зависят от формы обтекаемого стержня и от диапазона чисел Re (см. табл. 8-3). Коэффициент C зависит также от температурного фактора и, в известной мере, от степени турбулентности набегающего потока. В табл. 8-3 приводятся значения коэффициента C для „обычных" условий.

Физические характеристики берутся при температуре набегающего потока. Температурный фактор приближенно можно учесть умножением коэффициента C на величину $\left(\frac{Pr_6}{Pr_{cm}}\right)^{0,25}$ [Л. 8-4, 8-8].

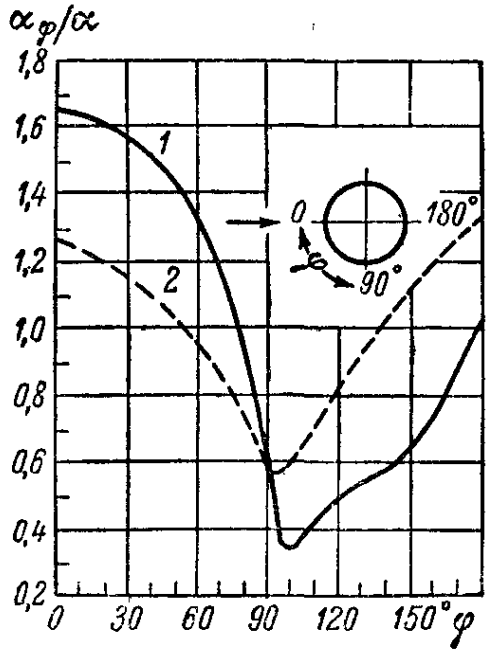


Рис 8-6. Изменение нитенсивности теплоотдачи по окружи сти цилиндра (Pr=0,72)
1) Re = 1·10⁴; *2*) Re = 4·10⁴

В случае, когда угол атаки (острый угол между направлением потока и осью трубы) $\varphi < 90°$, теплоотдача уменьшается. Для одиночной трубы зависимость коэффициента теплоотдачн от угла атаки [Л. 8-22] показана на рис. 8-7. Коэффициент ε_φ равен отношению $\frac{\alpha_\varphi}{\alpha_{90}}$, где α_φ — коэффициент теплоотдачи при угле атаки φ, α_{90}—коэффициент при $\varphi = 90°$, определяемый из формулы (8-44) по скорости в живом сечении, иормальном оси обтекающего потока.

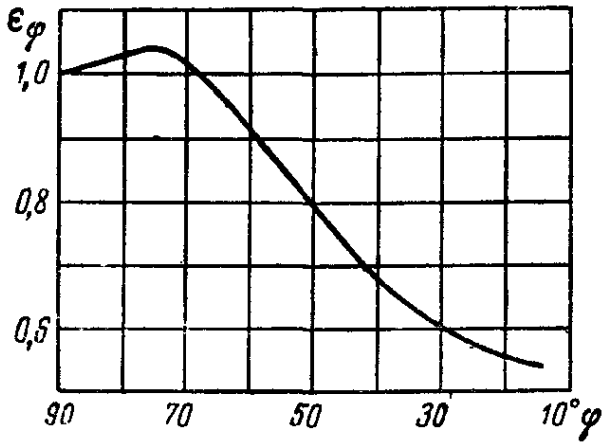


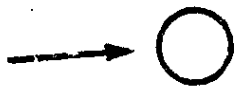
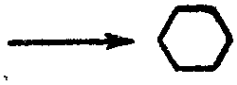
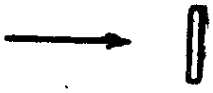
Рис. 8-7. Зависимость теплоотдачи цилиндра от угла атаки

8-10. Теплоотдача при поперечном обтекании пакетов труб и призматических стержней

При поперечном обтекании пакета трубы первого ряда находятся в условиях, мало отличающихся от одиночной трубы. В последующих рядах по ходу потока иитенсивность теплоотдачи возрастает из-за турбулизацин потока при прохождении через предшествующие ряды труб. В связи с этим, а также из-за образования аэродинамического „следа" за передними рядами труб, характер обтекания второго и последующих рядов труб меняется. Характер течения потока в межтрубном пространстве практически стабилизируется в

Таблица 8-3

Значения коэффициента C и показателя степени m в формуле (8-44) для теплоотдачи одиночных поперечно обтекаемых стержней разной формы [Л. 8-2, 8-11, 8-26]

Сечение стержня и направление потока	Re от	Re до	C	m
	0,1	4	0,99	0,305
	4	50	0,86	0,41
	8	$1\cdot10^3$	0,59	0,47
	$1\cdot10^3$	$5\cdot10^3$	0,665	0,47
	$5\cdot10^3$	$5\cdot10^4$	0,22	0,60
	$5\cdot10^4$	—	0,026	0,80
	$5\cdot10^3$	$1\cdot10^5$	0,25	0,588
	$2{,}5\cdot10^3$	$1{,}5\cdot10^4$	0,25	0,612
	$5\cdot10^3$	$1\cdot10^5$	0,156	0,638
	$5\cdot10^3$	$1{,}95\cdot10^4$	0,162	0,638
	$1{,}95\cdot10^4$	$1\cdot10^5$	0,0395	0,782
	$2{,}5\cdot10^3$	$8\cdot10^3$	0,180	0,699
	$5\cdot10^3$	$1\cdot10^5$	0,104	0,675
	$4\cdot10^3$	$1{,}5\cdot10^4$	0,232	0,731
	$3\cdot10^3$	$1{,}5\cdot10^4$	0,096	0,804
 1 : 1 : 1,4	$3\cdot10^3$	$2\cdot10^4$	0,246[1]	0,61
 2 : 1	$3\cdot10^3$	$2\cdot10^4$	0,264[1]	0,66

[1] При изменении положения сечения стержня относительно направления омывающего потока коэффициент теплоотдачи изменяется в пределах ±15% [Л. 8-2].

пакете с шахматным расположением труб с 4-го ряда и при коридорном расположении — с 7-го ряда.

Расчет коэффициента теплоотдачи для пакетов (пучков) труб ведется так же, как и для одиночной трубы, по формуле (8-44). При этом в качестве расчетной скорости w_0 принимается скорость в узком сечении пучка, а коэффициент C и показатель степени m выбираются в зависимости от конфигурации пакета и числа рядов труб в нем.

С учетом поправки на число Pr при $\mathrm{Re} > 6 \cdot 10^3$ [Л. 8-23]:

а) при коридорном расположении гладких труб

$$\alpha = 0{,}200 C_z \frac{\lambda \mathrm{Pr}^{0,35}}{D^{0,36}} \left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0,64} [ккал/м^2\ час \cdot град]; \qquad (8\text{-}45)$$

б) при шахматном расположении гладких труб и $\frac{s_1 - D}{s - D} \geqslant 0{,}7$

$$\alpha = 0{,}334 C_z \frac{\lambda\, \mathrm{Pr}^{0,35}}{D^{0,40}} \left(\frac{s_1 - D}{s - D}\right)^{0,2} \left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0,60} [ккал/м^2\ час \cdot град]; \qquad (8\text{-}46)$$

в) при шахматном расположении гладких труб и $\frac{s_1 - D}{s - D} < 0{,}7$

$$\alpha = 0{,}305 C_z \frac{\lambda\, \mathrm{Pr}^{0,35}}{D^{0,40}} \left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0,60} [ккал/м^2\ час \cdot град] \qquad (8\text{-}47)$$

Здесь C_z — поправка на число рядов (z_2) в продольном направлении

s_1 — продольный шаг труб;

s_2 — поперечный шаг труб;

$s = \sqrt{0{,}25 s_1^2 + s_2^2}$ — диагональный шаг труб.

На рис. 8-8 и 8-9 (вклейки) даны номограммы для определения α для воздуха и дымовых газов паровых котлов.[1] Там же даны графики для определения коэффициентов C_z и C_φ. С помощью последнего здесь и в других номограммах учитывается зависимость α от температуры и состава газов.

По опытным данным [Л. 8-16], полученным при продувке небольшого количества пучков (двух шахматных и двух коридорных: $\frac{s_1}{D} = 1{,}6$; $\frac{s_2}{D} = 1{,}8$ и $\frac{s_1}{D} = 1{,}28$; $\frac{s_2}{D} = 1{,}5$), верхний предел применимости формул (8-45) и (8-47) для пучков с бо́льшими шагами соответствует $\mathrm{Re} = (350 \div 400) \cdot 10^3$, а для пучков с меньшими шагами соответствует $\mathrm{Re} = 120 \cdot 10^3$. При более высоких значениях Re в пучках с меньшими шагами показатель степени m в выражении типа (8 44)

[1] Эти и последующие номограммы для определения α построены для воздуха и дымовых газов атмосферного давления. Однако ими можно пользоваться и для расчета коэффициента теплоотдачи при давлениях, отличных от атмосферного. Для этого скорость должна условно рассчитываться по объему газов при атмосферном давлении.

возрастает для коридорных пучков до 0,79, а для шахматных до 0,94.

По данным других опытов [Л. 8-27], для шахматного равнопроходиого пучка из труб $D = 20{,}6$ *мм*, расположенных по равностороннему треугольнику с $s = 32{,}5$ *мм*, в области чисел $Re = 1 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^6$ значение m возрастает до 0,8.

Зиачения коэффициентов теплоотдачи пакетов призматических стержией рассчитываются [Л. 8-2] по формуле (8-44). В формулу в этом случае подставляется не скорость в загроможденном сечении пучка, а скорость набегающего потока; эквивалентный диаметр приимается равным $D_{усл} = \frac{\text{периметр}}{\pi}$. Значения постояиных C и m сведены в табл. 8-4.

Таблица 8-4

Значения C и m в формуле (8-44) для пакетов призматических стержней при Re от $3 \cdot 10^3$ до $20 \cdot 10^3$

Сечение стержней	Расположение стержней (см. рис. 8-10)	$\frac{S_1}{D_{усл}}$	$\frac{S_2}{D_{усл}}$	C	m
Треугольник	Шахматное	2,60	2,76	0,179	0,75
		2,60	4,42	0,200	0,72
		2,60	5,52	0,188	0,72
1:1:1,4		2,60	6,63	0,174	0,72
		2,60	11,6	0,170	0,72
		3,70	6,63	0,166	0,72
	Коридорное	2,60	6,63	0,176	0,72
	Каскадное	6,50	8,28	0,141	0,75
Прямоугольник 2:1	Шахматное	2,10	6,28	0,202	0,72
	Ступенчатое	3,14	6,28	0,184	0,72

Значения коэффициентов теплоотдачи пучков труб, по форме приближающихся к обтекаемым, и с развитой поверхиостью, также рассчитываются [Л. 8-1] по формуле (8-44). В этом случае значения физических характеристик, входящих в формулу, принимаются при температуре стенки. В качестве определяющего размера $D_{усл}$ привимается для профильных труб диаметр круглой трубы, наружиая поверхность которой равна поверхности рассматриваемой трубы, а для ребристых труб (последние три типа) — диаметр несущей трубы. Значеиия постояниых C и m сведены в табл. 8-5.

При косом омывании пакета, т. е. при угле атаки (острый угол между направлением потока и направлением осей труб пакета) $\varphi < 90°$, теплоотдача уменьшается. Для гладкотрубных пучков, согласно результатам экспериментальных исследований [Л. 8-15, 8-21], учет влияния угла атаки ведется следующим образом [Л. 8-23]: высота живого сечеиия для прохода обтекающей пучок среды условно определяется не по нормали к направлению потока, а по линии, параллельной осям труб пучка. К величине коэффициента теплоотдачи, определенной по соответственной условной (умеиьшенной) скорости из формул (8-45) — (8-47), вводится постоянный поправочный

коэффициент, равный 1,0 для шахматного пучка и 1,07 для коридорного пучка при $\varphi < 80°$.[1]

Для расчета теплоотдачи в пучках плавниковых и ребристых труб применяются приведенные коэффициенты теплоотдачи, учитывающие совместный эффект конвективного теплообмена всей поверхности нагрева с потоком и передачи тепла теплопроводностью через металл ребер. Приведенные коэффициенты теплоотдачи относятся к полной поверхности нагрева оребренных труб.

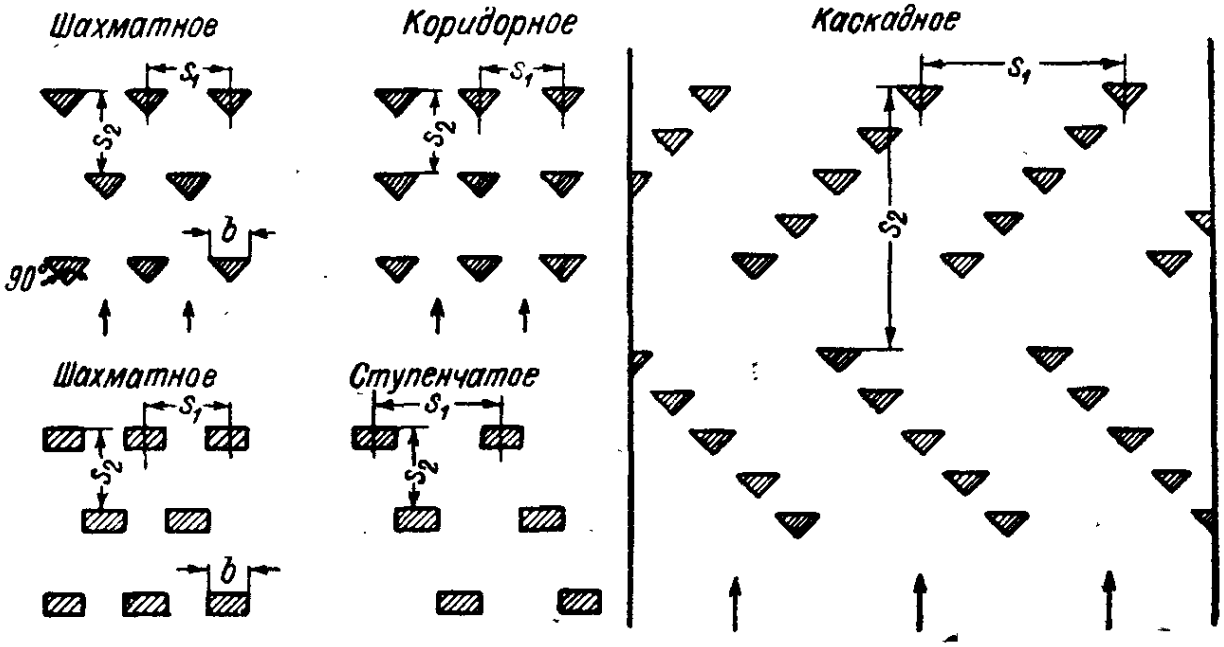


Рис. 8-10. Схемы расположения стержней в пучках

Приведенный коэффициент теплоотдачи для шахматных пучков плавниковых труб при охлаждении потока, по [Л. 8-1]:

$$\alpha_{пр} = 0{,}423 \frac{\lambda}{D^{0,43}} P_r^{0,35} \left(\frac{s_1}{D}\right)^{0,28} \left(\frac{s_2}{D}\right)^{-0,33} \left(\frac{h_{пл}}{D}\right)^{-0,35} \times$$

$$\times \left(\frac{\delta_{пл}}{D}\right)^{0,18} \left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0,57} [ккал/м^2 час \cdot град]; \qquad (8\text{-}48)$$

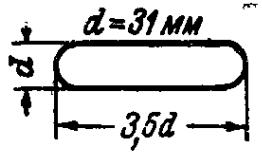
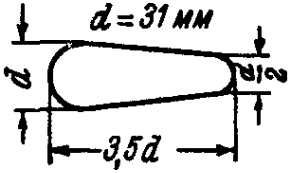
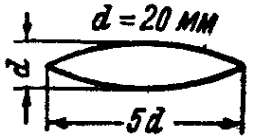
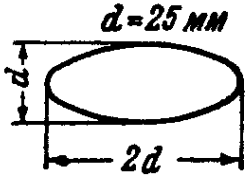
s_1, s_2 [м] — поперечный и продольный шаги труб;
$h_{пл}$, $\delta_{пл}$ [м] — высота и толщина плавника.

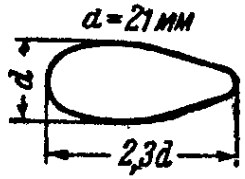
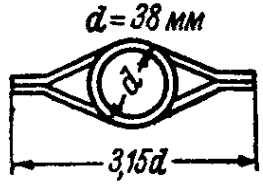
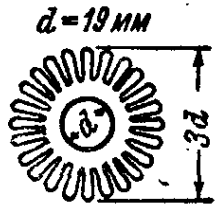
Для случая нагревания потока полученные из формулы (8-48) значения коэффициента теплоотдачи умножаются на коэффициент 1,25.

[1] В курсах теплопередачи, например [Л. 8-20], приводится способ учета влияния угла атаки введением поправочного коэффициента ε_φ к величине коэффициента теплоотдачи, определенной по скорости в живом сечении, нормальном к направлению потока. В этом случае величина ε_φ заметно меньше единицы и приближается к значениям ε_φ для одиночного цилиндра, приведенным на рис. 8-7.

Таблица 8-5

Значения C и m в формуле (8-44) для труб различных форм при Re от $1 \cdot 10^4$ до $(4—6) \cdot 10^4$

№ п/п.	Тип труб	Профили труб	Расположение труб	$\frac{S_1}{D}$	$\frac{S_2}{D}$	C^*	m
1	Овалообразные		Шахматное	2,48	3,71	0,40	0,59
			Коридорное	2,48	3,71	0,42	0,555
2	Каплеобразные		Шахматное	2,15	2,91	0,12	0,7
3	Двуугольники		Шахматное	2,0	3,3	0,32	0,6
				1,7	3,5	0,23	0,63
				1,4	3,7	0,20	0,625
4	Овальные		Шахматное	1,5	2,5	1,25	0,45

5	Обтекаемые		Шахматное	1,58	2,93	1,33	0,45
6	„Элеско*		Шахматное	1,72	1,62	0,85	0,55
7	Трубы с разрезными алюминиевыми ребрами		Шахматное	1,95	1,95	1,54	0,57
				2,94	2,94	0,72	0,65
8	Трубы с проволочным оребрением		Шахматное	3,0	3,0	10,6	0,48

* В таблице даны средние для случаев нагревания и охлаждения потока значения коэффициентов C. Пользование этими значениями обеспечивает обычно достаточную точность расчета.

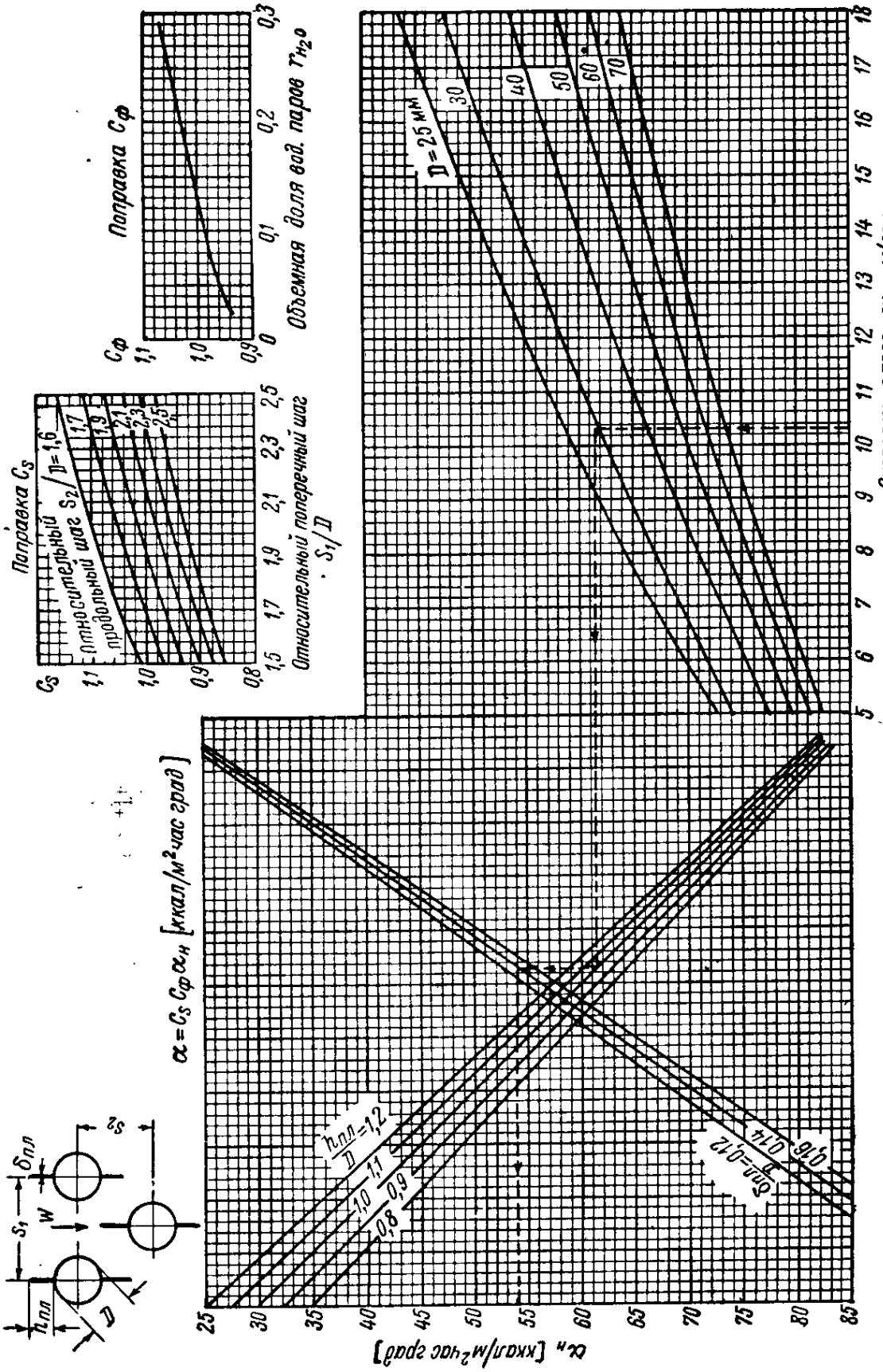


Рис. 8-11. Приведенный коэффициент теплоотдачи конвекцией при поперечном обтекании воздухом и дымовыми газами шахматных пучков плавниковых труб

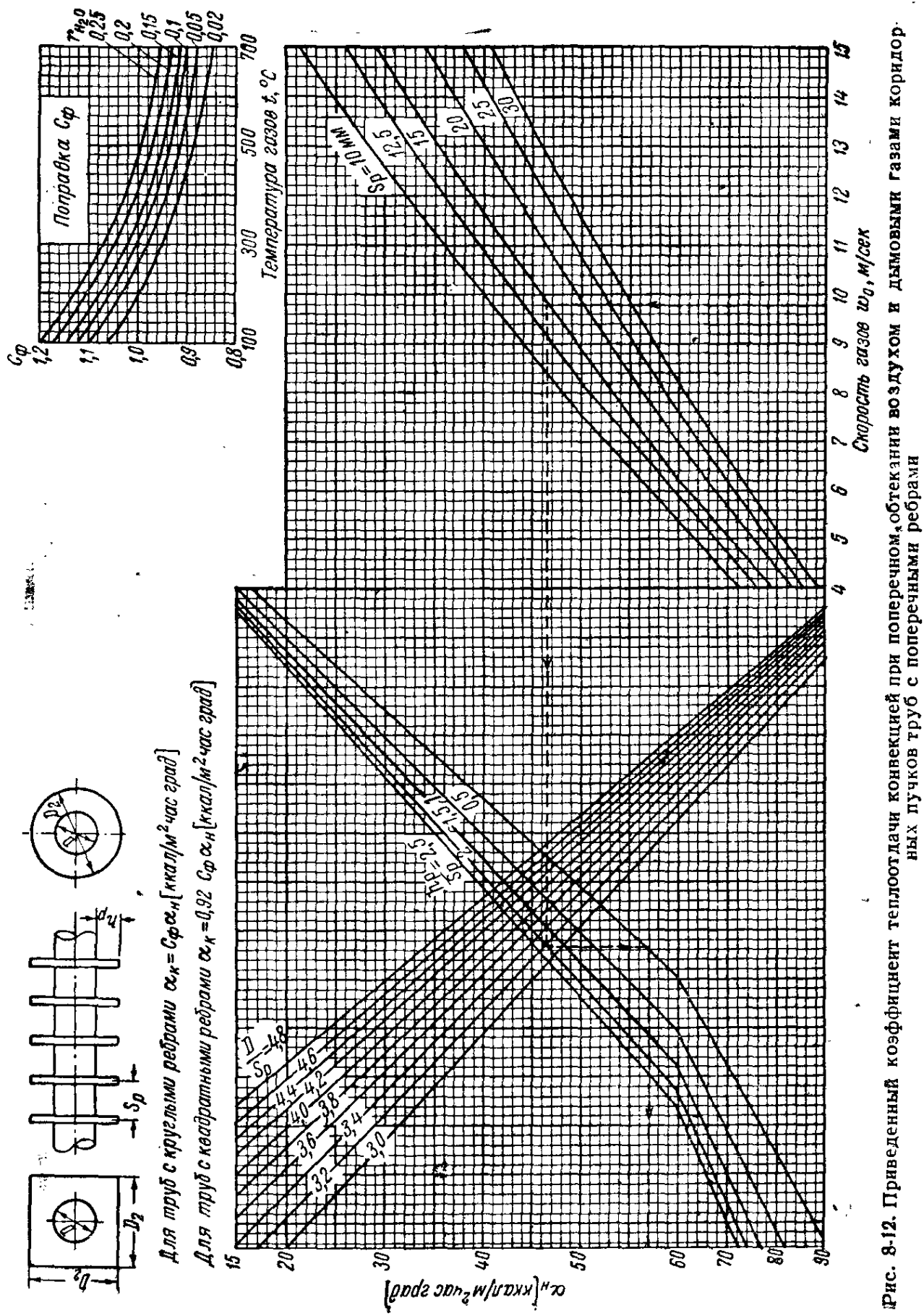


Рис. 8-12. Приведенный коэффициент теплоотдачи конвекцией при поперечном обтекании воздухом и дымовыми газами коридорных пучков труб с поперечными ребрами

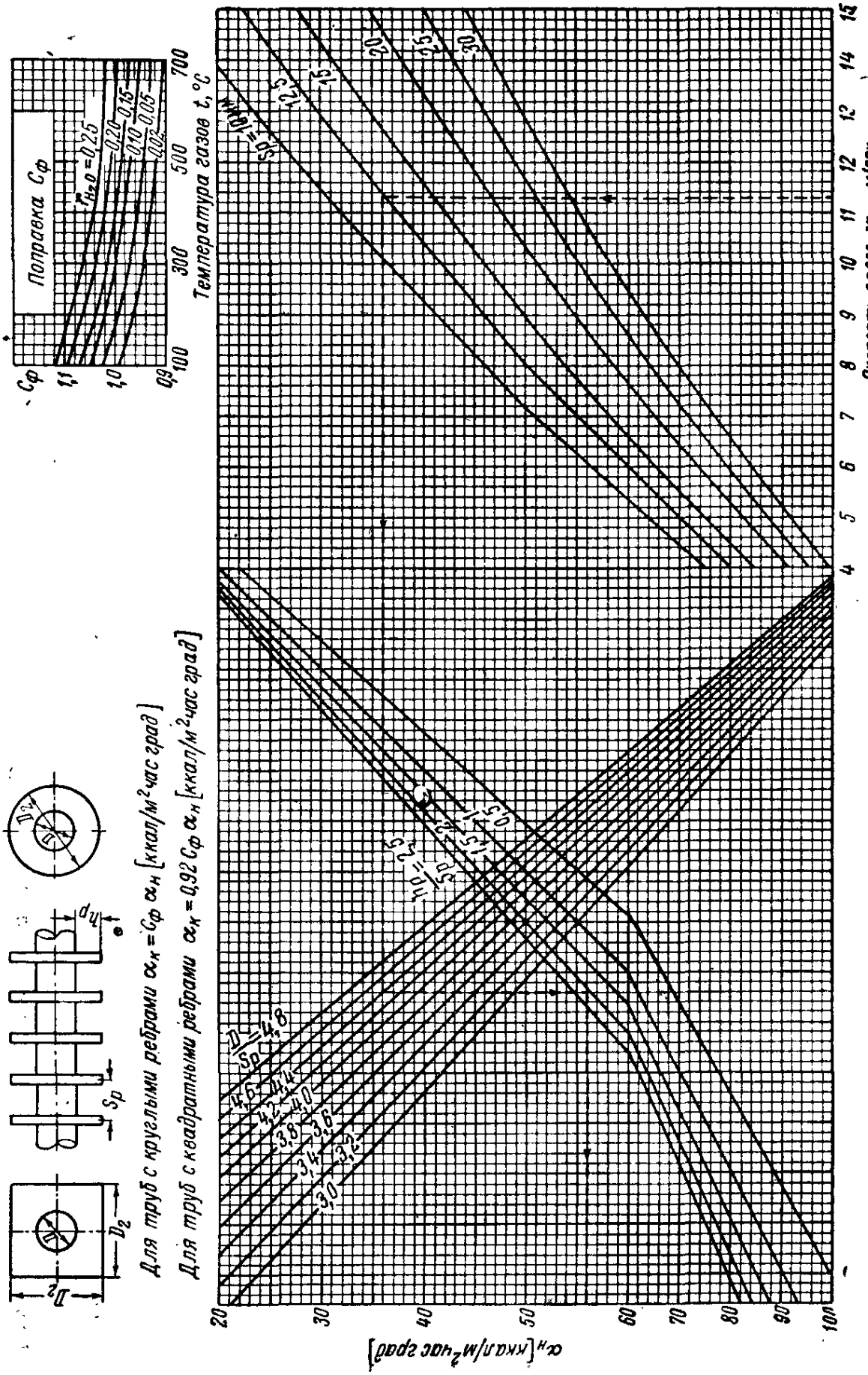


Рис. 8-13. Приведенный коэффициент теплоотдачи конвекцией при поперечном обтекании воздухом и дымовыми газами шахматных пучков труб с поперечными ребрами

Формула (8-48) применима при $\frac{s_1}{D} = 1{,}5 - 2{,}5$; $\frac{s_2}{D} = 1{,}5 - 2{,}5$; $\frac{h_{пл}}{D} = 0{,}79 - 1{,}2$; $\frac{\delta_{пл}}{D} = 0{,}12 - 0{,}16$.

На рис. 8-11 приведена номограмма для определения $\alpha_{пр}$ шахматных пучков плавниковых труб для воздуха и дымовых газов.

Приведенный коэффициент теплоотдачи ребристых труб

$$\alpha_{пр} = \left[1 + \frac{F_p}{F}(E\varepsilon_\Delta - 1)\right]\psi\alpha_к \ [ккал/м^2 час \cdot град], \qquad (8\text{-}49)$$

где $\frac{F_p}{F}$ — отношение поверхности ребер к полной оребренной поверхности (с учетом гладких участков несущей трубы); коэффициенты E и ε_Δ определяются по рис. 3-2; ψ—по § 3-7.

Коэффициенты теплоотдачи конвекцией для ребристых труб определяются [Л. 8-9] по следующим формулам:

для коридорного пучка труб с круглыми ребрами

$$\alpha_к = 0{,}104\frac{\lambda}{s_p^{0{,}28}}\left(\frac{D}{s_p}\right)^{-0{,}54}\left(\frac{h_p}{s_p}\right)^{-0{,}14}\left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0{,}72} \ [ккал/м^2 час \cdot град]; \qquad (8\text{-}50)$$

для шахматного пучка труб с круглыми ребрами

$$\alpha_к = 0{,}223\frac{\lambda}{s_p^{0{,}35}}\left(\frac{D}{s_p}\right)^{-0{,}54}\left(\frac{h_p}{s_p}\right)^{-0{,}14}\left(\frac{w_0}{\nu}\right)^{0{,}65} \ [ккал/м^2 час \cdot град]; \qquad (8\text{-}51)$$

D [м] — наружный диаметр (поперечный размер) несущей трубы;
h_p [м] — высота ребра;
s_p [м] — шаг ребер.

На рис. 8-12 и 8-13 приведены номограммы для определения $\alpha_к$ в пучках ребристых труб для воздуха и дымовых газов.

Для труб с квадратными ребрами нужно умножить значение $\alpha_к$, подсчитанное для круглых ребер (с диаметром, равным стороне квадратного ребра), на коэффициент 0,92.

8-11. Теплоотдача при вращении трубы

а) Теплоотдача трубы, вращающейся по окружности радиуса R в большом объеме неподвижной среды, определяется формулой [Л. 8-19]:

$$\mathrm{Nu} = C\mathrm{Re}^m\left(\frac{D}{R}\right)^{0{,}1}. \qquad (8\text{-}52)$$

Здесь R — радиус вращения трубы; значения коэффициентов C и m даны в табл. 8-6.

Таблица 8-6

Значения коэффициентов *C* и *m* в формуле (8-52) для газов (при Pr≈0,72)

$\mathrm{Re}=\frac{w_{окр}D}{\nu}$	$<2\cdot10^3$	$2\cdot10^3$—$3\cdot10^4$	$>3\cdot10^4$
C	0,83	0,31	0,041
m	0,47	0,60	0,80

$w_{окр}$ — окружная скорость трубы.

б) Теплоотдача трубы (вала), вращающейся вокруг своей оси в объеме неподвижной среды, приближенно может рассчитываться по формуле (8-44). При этом в формулу подставляется величина $w_{окр}$, а значения постоянных принимаются [Л. 8-11, 8-19]:

при $\mathrm{Re}=\frac{w_{окр}D}{\nu}\leqslant10^3$

$$C=10{,}6;\ m=0;$$

при $10^3<\mathrm{Re}\leqslant2{,}2\cdot10^3$

$$C=0{,}051;\ m=0{,}76;$$

при бо́льших значениях Re расчет ведется так же, как для случая поперечного обтекания неподвижной трубы; скорость и в этом случае принимается равной $w_{окр}$.

8-12. Теплоотдача к зернистому слою

Проблема теплообмена в дисперсных средах подробно рассмотрена [Л. 8-24]. Ниже приводятся только данные о конвективном теплообмене между зернистым слоем и потоком газа или жидкости, проходящим через него.

Так как контактная поверхность (поверхность теплообмена) F в слое, вообще говоря, неопределенна, то вместо коэффициента теплоотдачи α [*ккал/м² час·град*] часто употребляют объемный коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha_V=\frac{Q}{V\Delta t}=\alpha\frac{V}{F}\ [ккал/м^3\ час\cdot град], \qquad (8\text{-}53)$$

где V [*м³*] — объем слоя засыпки.

Критерии Nu и Re определяются следующим образом:

$$\mathrm{Nu}=\frac{\alpha\sqrt{f}}{\lambda};\ \mathrm{Re}=\frac{G\sqrt{f}}{\mu}.$$

Здесь f [*м²*] — площадь всей поверхности данного элемента насадки или засыпки;

G [*кг/м² сек*] — весовая скорость газа или жидкости, протекающих через слой, отнесенная к полной площади поперечного сечения слоя.

Таблица 8-7

Расчетные формулы по теплообмену в засыпках из частиц неправильной формы и условия проведения опытов

Исследователь	Материал	Размер кусков в *мм*	Порозность[1] *m*	Расчетная формула
Фурнас	Железная руда	4; 8; 11,3; 37,8; 22,4.	0,587	$\alpha_V = \frac{A\varphi(m)\ T^{0,3}\ w^{0,7}}{d^{0,9}}$ при обработке Китаевым
	Железная руда (датская)	5; 8; 11,3; 16; 22,5; 16,4.	0,625	$\alpha_V = \frac{A\varphi(m)\ w^{0,9}}{d^{0,7}}$
	Агломерат	—	—	$\varphi(m) = 10^{1,68}\, m - 3,56\, m^2$
	Известняк Кокс Битуминозный уголь Шамотный кирпич Динасовый кирпич Магнезитовый кирпич	— — — — — —	— — — — — —	A зависит от рода материала
Бернштейн	Гипс	7—12 12—18 18—25	0,43 0,55 0,51	$A=0,047$ $Nu=A\ Re$ $A=0,0795$ $A=0,075$
Федоров	Подмосковный уголь	3—4 4—6 6—8 8—12	0,575 0,522 0,528 0,51	$Nu = 0,23\ Re^{0,863}$
Чуханов и Шапатина	Шамотные частицы	2—3 4—5 6—7	0,5 0,514 0,52	$Nu = 0,24\ Re^{0,83}$
	Кокс подмосковного угли	2—3	0,5	
Тимофеев	Всевозможные металлические, гипсовые, угольные и др.	Самых различных размеров	Для любых *m*	$Nu = 0,106\ Re$ при $20 < Re < 200$; $Nu = 0,61\ Re^{0,67}$ при $Re > 200$

[1] Под порозностью понимается доля пустот в объеме засыпки.

Таблица 8-8

Расчетные формулы по теплообмену в засыпках из шаров и условия проведения опытов

Исследователь	Материал шаров	Диаметр шаров в *мм*	Пористость слоя m	Методика проведения опыта	Расчетная формула
Фурнас	Чугун	18,5 31,4 48,6	0,395 0,450 0,500	Нагрев	$\alpha_V = \frac{0{,}00013\, w^{0,75}\, \varphi(m)}{d^{0,9}}$, где $\varphi(m) = 10^{1,68m - 3,86m^2}$
Бериштейн	Гипс	10 20 30	0,295 0,340 0,495	Диффузионный метод	$Nu = A\, Re^{0,6}$; A—функция порозности
Чуханов и Шапатина	Сталь	3,15	0,4	Нагрев	$Nu = 0{,}24\, Re^{0,83}$
Саундерс и Форд	Сталь Стекло Свинец	6,35 6,35 6,35	— — —	Охлаждение и нагрев	$\alpha_V = 11{,}85 \cdot 10^{-4} \frac{w}{d}$

В табл. 8-7 и 8-8 приведена составленная по [Л. 8-24] сводка формул, предложенных различными экспериментаторами. Из нее видно, что разнообразие засыпок и сложность эксперимента влекут за собою и неодинаковость опытных данных по теплоотдаче.

Формулы В. Н. Тимофеева получены на основании обобщения различных опытных данных; обычно они обеспечивают больший расчетный запас, чем другие приведенные формулы.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА С БОЛЬШИМИ СКОРОСТЯМИ

9-1. Основные уравнения

Течением газа с большими дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями занимается специальный раздел гидроаэродинамики, называемый газодинамикой. Основные особенности газодинамиче-

ских течений: 1) запас кинетической энергии потока соизмерим с его энтальпией; 2) в таких потоках отчетливо проявляются явления, связанные со сжимаемостью газа. В основном этих явлений два: а) существенное перераспределение плотности газа соответственно профилю скоростей около обтекаемого тела, и б) возникновение волн уплотнения, приводящих к резкому изменению характера взаимодействия потока газа и твердого тела.

В газодинамическом потоке динамическая задача (задача об аэродинамическом сопротивлении) и тепловая задача (задача о теплообмене) не отделимы друг от друга [Л. 9-1, 9-2, 9-7, 9-8, 9-9].

Для плоского пограничного слоя сжимаемого газа система основных уравнений имеет вид:

$$\left.\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)+A\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)^2=gc_p\rho\left(w_x\frac{\partial T}{\partial x}+w_y\frac{\partial T}{\partial y}\right)-Aw_x\frac{\partial p}{\partial x};\\ -\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)=\rho\left(w_x\frac{\partial w_x}{\partial x}+w_y\frac{\partial w_x}{\partial y}\right);\\ \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y}=0;\\ p=Bg\rho T;\\ \mu=\mu(T);\ \lambda=\lambda(T).\end{gathered}\right\}\quad(9\text{-}1)$$

Первое из этих уравнений (уравнение теплопроводности) может быть записано в форме:

$$\frac{\partial}{\partial y}\left\{\lambda\frac{\partial}{\partial y}\left[T^*+(\mathrm{Pr}-1)\frac{Aw_x^2}{2gc_p}\right]\right\}=gc_p\rho\left(w_x\frac{\partial T^*}{\partial x}+w_y\frac{\partial T^*}{\partial y}\right),\quad(9\text{-}2)$$

где $T^*=T+\dfrac{Aw_x^2}{2gc_p}$ — температура торможения в данной точке пограничного слоя.

Для газов можно принять $\mathrm{Pr}\approx 1$; при этом из (9-1) следует, что *в плоском безградиентном газодинамическом потоке имеет место подобие полей скоростей и температур торможения.*

Температура торможения связана со скоростью распространения звука в газе уравнением:

$$T^*=T\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2\right).\quad(9\text{-}3)$$

Здесь $\mathrm{M}=\dfrac{w_x}{a}$, где a — скорость звука для данной точки пограничного слоя;

$k=\dfrac{c_p}{c_v}$ — показатель адиабаты.

9-2. Интегральные уравнения плоского пограничного слоя

Уравнение импульсов для стабилизированного плоского пограничного слоя сжимаемого газа имеет вид:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+\frac{1}{w_0}\frac{dw_0}{dx}(2\delta^{**}+\delta^{*})=\frac{\tau_{cm}}{\rho_0 w_0^2}, \tag{9-4}$$

где ρ_0 — плотность невозмущенного потока.

Обобщенные выражения для условных толщин пограничного слоя принимают вид:

$$\left.\begin{aligned}\delta^{**}&=\int_0^{\delta}\frac{\rho w_x}{\rho_0 w_0}\left(1-\frac{w_x}{w_0}\right)dy;\\ \delta^{*}&=\int_0^{\delta}\left(1-\frac{\rho w_x}{\rho_0 w_0}\right)dy.\end{aligned}\right\} \tag{9-5}$$

Уравнение энергии (теплового пограничного слоя) принимает вид:

$$q+A\int_0^{\delta_T}\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)^2=gc_p\left(\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_T}\rho w_x t\,dy-t_0\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_T}\rho w_x dy\right)+$$

$$+A\rho_0 w_0\frac{dw_0}{dx}\int_0^{\delta_T}w_x dy. \tag{9-6}$$

9-3. Коэффициент восстановления

При отсутствии теплообмена между потоком газа и твердым телом на поверхности последнего устанавливается некоторая равновесная температура T^*_{cm}:

$$T_0<T^*_{cm}<T^*_0, \tag{9-7}$$

где T_0 — термодинамическая температура набегающего потока;

T^*_0 — температура торможения набегающего потока.

При измерении температуры потока всякий термометр фиксирует именно равновесную температуру, а не истинную термодинамическую температуру T_0:

$$T^*_{cm}=T_0+r\frac{Aw_0^2}{2gc_p}, \tag{9-8}$$

где $r=\dfrac{2gc_p(T^*_{cm}-T_0)}{Aw_0^2}$ — коэффициент восстановления температуры.

В иетеплопроводном измерителе этот коэффициент является функцией только гидродинамических и тепловых критериев потока:

$$r = f(\mathrm{Pr};\ \mathrm{Re};\ M;\ k). \qquad (9\text{-}9)$$

Для продольно обтекаемой пластины в области ламинарного пограничного слоя $r = \sqrt{\mathrm{Pr}}$; в области турбулентного слоя $r \approx \sqrt[3]{\mathrm{Pr}}$. Последнее выражение пригодно и для турбулентного течения в прямой гладкой трубе.

Коэффициенты восстановления при поперечном обтекании проволок воздухом (без учета излучения) по [Л. 9-4] приведены ниже для $\mathrm{Pr} = 0{,}72$, $k = 1{,}40$.

$\mathrm{Re} = \frac{w_0 D}{\nu}$	<3000	3000÷20 000	20 000÷140 000 $M > 0{,}7$	> 140 000
r	0,76	Неустойчивая область	0,92	$\frac{\partial r}{\partial \mathrm{Re}} < 0$

По [Л. 9-3] для поперечно обтекаемых проволок при $\mathrm{Re} < 3000$

$$r \approx (0{,}355 + 2{,}14\ \mathrm{Pr})(k - 1). \qquad (9\text{-}10)$$

В [Л. 9-1] описаны некоторые специальные конструкции измерителей температуры в потоке газа, движущегося с большой скоростью, и даны для них коэффициенты восстановления. Первый измеритель — продольно обтекаемый термоэлемент медь—константан $d = 0{,}5$ *мм*, спай встык на серебре без утолщения. Для него при $\mathrm{Re} = 3{,}8 \cdot 10^3 \div 14{,}4 \cdot 10^3$ и $M = 0{,}24 \div 0{,}99$ опытное значение коэффициента восстановления на участке стабилизированного движения потока $r = 0{,}99$. На рис. 9-1,*а* показана зависимость r от местоположения измерителя относительно начала участка с большой скоростью движения потока; термоэлемент следует устанавливать на относительном удалении $\frac{L}{D} \geqslant 4$ от входа.

На рис. 9-1,*б* показана схема измерителя проточного типа цилиндрической формы. Для этого измерителя, при удалении спая термоэлемента на 15—46 *мм* от входа и при значениях $\mathrm{Re} = 6{,}5 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$ и $M = 0{,}44 \div 0{,}87$, опытное значение коэффициента восстановления $r = 0{,}99$.

На рис. 9-1,*в* показана схема полого шарообразного измерителя. Для него опытное значение коэффициеита восстановления, при $M = 0{,}34 \div 0{,}74$, в широком диапазоне измеиения Re, $r = 0{,}98$.

9-4. Коэффициент теплоотдачи

Из уравнения (9-2) видно, что для газодинамического пограничного слоя многоатомного газа уравнение теплопроводности имеет тот же вид, что и для пограничного слоя несжимаемой жидкости при замещении термодинамической температуры температурой торможения. Для других газов ($\mathrm{Pr} < 1$) это правило выполняется

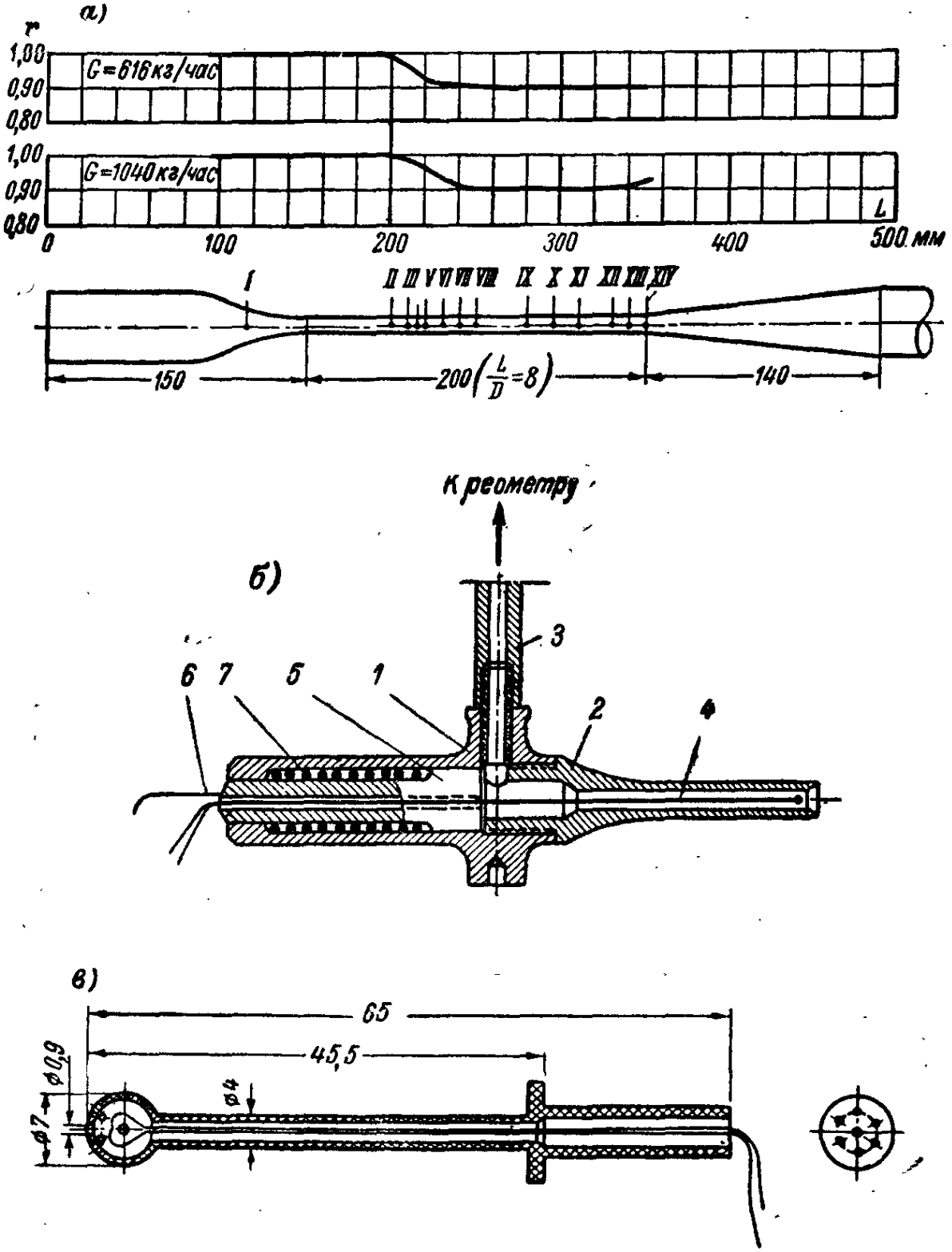


Рис. 9-1. К описанию некоторых конструкций измерителей температуры в потоке газа: *а* — зависимость величины коэффициента восстановления *r* от расположения спая термоэлемента относительно начала участка с большой скоростью; *б* — схема измерителя проточного типа цилиндрической формы; *в* — схема полого шарообразного измерителя

I — XIV — места расположения термоэлемента

1 — корпус; *2* — цилиндрический наконечник; *3* — державка; *4* — медь-константановая термопара диаметром 0,3 *мм*; *5* — поршенек; *6* — стальная струна; *7* — пружина

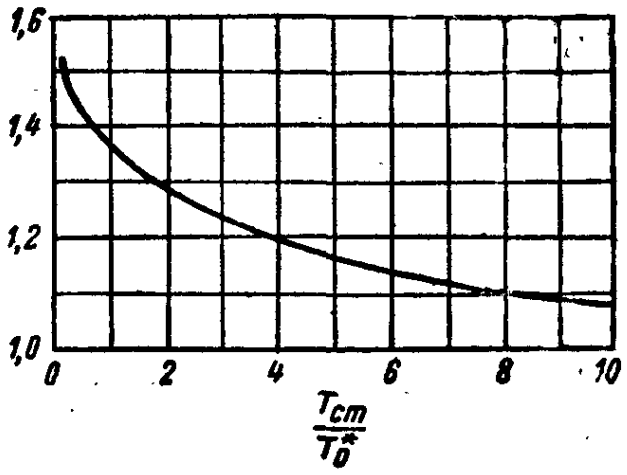


Рис. 9-2. Значение функции

$$F = \frac{\bar{c}_f \sqrt{\mathrm{Re}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{n-1}{2}}}$$

для ламинарного пограничного слоя на пластине.

Re рассчитывается по параметрам потока; n — показатель степени в температурной функции вязкости (для воздуха ~ 0,7)

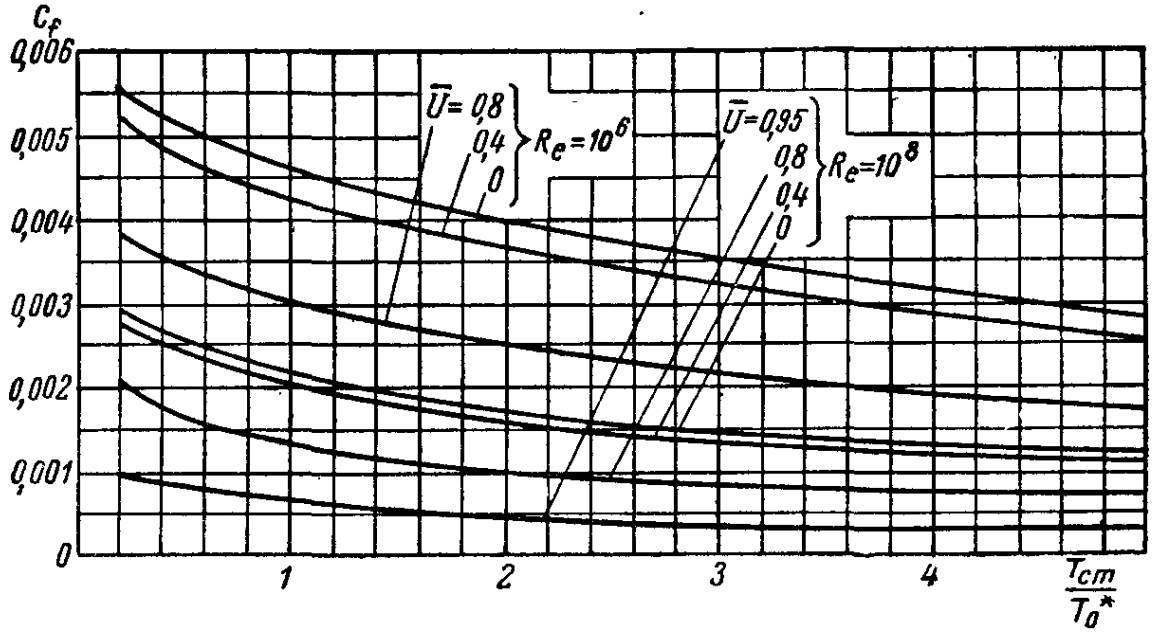


Рис. 9-3. Значения коэффициента $\bar{c}_f = \frac{2\tau_{cm}}{\rho_{cm} w_0^2}$

для турбулентного пограничного слоя на пластине.

Re рассчитывается по параметрам потока;

$$\bar{U} = \sqrt{\frac{(1-k) M_0^2}{2 + (k-1) M_0^2}}.$$

приближенно. На этом основании понятие коэффициента теплоотдачи обобщается по формуле:

$$\alpha = \frac{q}{T_{cm} - T_{cm}^*}, \qquad (9\text{-}11)$$

т. е. тепловой поток определяется по формуле:

$$Q = \alpha F \left(T_{cm} - T_0 - r \frac{A w_0^2}{2 g c_p} \right). \qquad (9\text{-}12)$$

Коэффициент теплоотдачи α *в этой формуле в первом приближении может быть определен по формулам для несжимаемой жидкости*, если в последних физические характеристики отнести к температуре T^*_{cm}.

Эксперименты подтверждают [Л. 9-10] применимость формулы (7-3) до $M \approx 1{,}6$. Появление ударных волн повышает теплоотдачу.

Для пластины при $Pr = 1$

$$q = \frac{\overline{c}_f}{2} g c_p \rho_0 \sqrt{kgRT_0}\, M_0 \left[T_{cm} - T \left(1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) \right], \qquad (9\text{-}13)$$

где

$$M_0 = \frac{w_0}{a_0}.$$

Из (9-13) следует, что при $T_{cm} > T_0$ пластина отдает тепло потоку, пока $M_0 < \sqrt{\frac{2}{k-1}\left(\frac{T_{cm}}{T_0} - 1\right)}$.

На рис. 9-2 и 9-3 даны графики для определения $\overline{c}_f$ [Л. 9-6].

9-5. Теплообмен в разреженном газе

Вопросы теплообмена в разреженном газе имеют серьезное значение в вакуумной технике и при полетах в верхних слоях атмосферы.

Отношение длины свободного пробега молекул к линейному размеру тела равно [Л. 9-11]:

$$\frac{\Lambda}{l_0} \approx 1{,}3 \sqrt{k} \frac{M}{Re}. \qquad (9\text{-}14)$$

При течении неразреженного газа (континуума) толщина ламинарного пограничного слоя пропорциональна корню из числа Re, ($\delta \sim Re^{0,5}$), т. е.

$$\frac{\Lambda}{\delta} \sim \frac{M}{\sqrt{Re}}.$$

При обтекании тела ультраразреженным газом (свободно-молекулярным потоком) частота столкновений молекул в пограничной области зависит от размеров тела. При повышении плотности газа в этом смысле решающее значение приобретает толщина пограничного слоя. В связи с этим верхнюю границу области континуума определяют параметром $\frac{M}{Re}$, а нижнюю границу свободно-молекулярного потока параметром $\frac{M}{\sqrt{Re}}$.

а) Область континуума $\left(\frac{M}{\sqrt{Re}} < 0{,}01\right)$ характеризуется пренебрежимо малой средней длиной свободного пробега молекул. Здесь действуют изложенные выше законы течения сплошного газа.

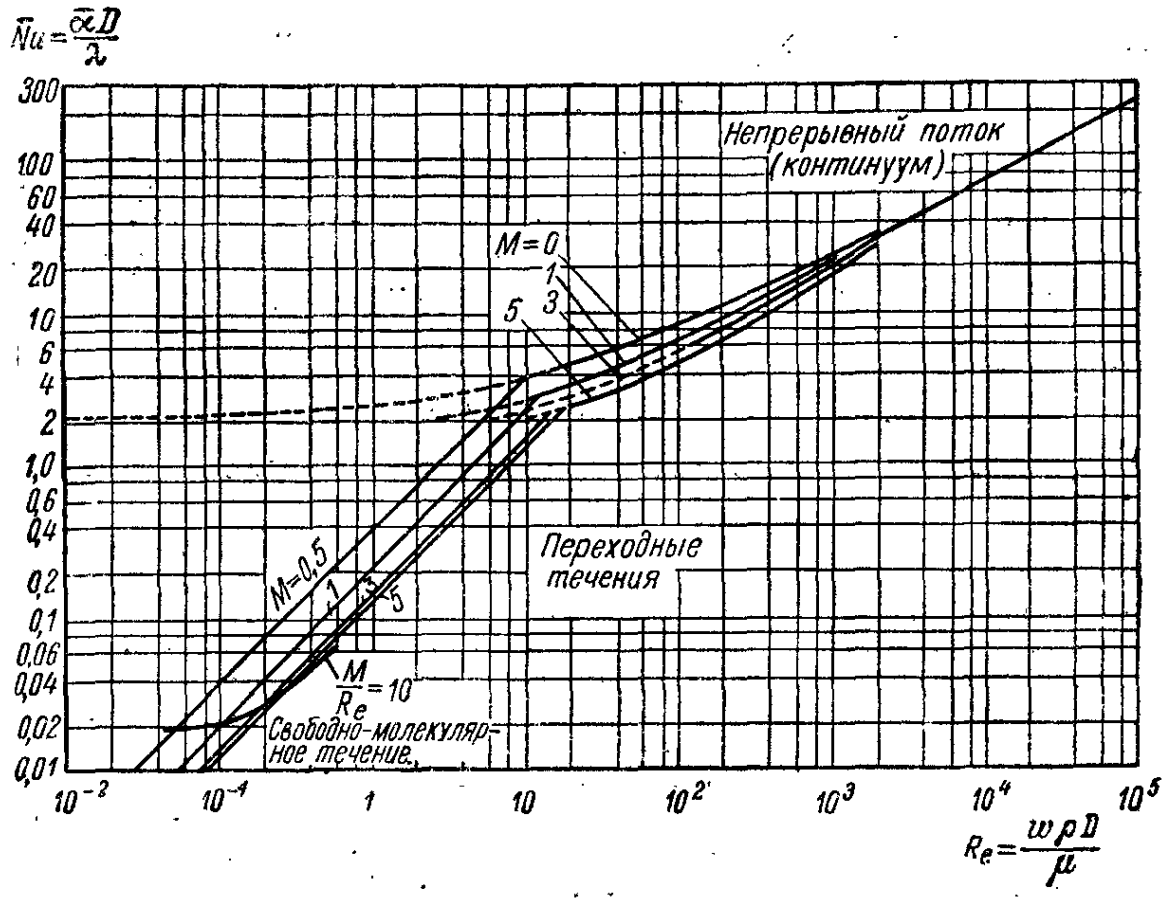


Рис. 9-4. Экспериментальные данные по теплоотдаче к шару в потоке разреженного газа

б) Область свободно-молекулярного течения $\left(\frac{M}{Re}>10\right)$ характеризуется условием $\Lambda \gg l_0$. Изменение скорости переносного движения и температуры газа происходит около тела скачкообразно, в результате взаимодействия молекул газа с твердым телом.

в) Переходная область характеризуется тем, что Λ и l_0 соизмеримы. В области, удаленной от тела на расстояние $y>\Lambda$, скорость и температура газа меняются как в континууме в результате межмолекулярных столкновений. В области порядка Λ около твердого тела возникают скачки скорости и температуры.

При обтекании пластины, приближенно [Л. 9-11]

$$\frac{\bar{\alpha}L}{\lambda}=0{,}52M\left(\exp\frac{Re}{1{,}35M^2}\operatorname{erfc}\sqrt{\frac{Re}{1{,}35M^2}}-1+\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{Re}{1{,}35M^2}}\right). \quad (9\text{-}15)$$

Для континуума $\left(\frac{M}{\sqrt{Re}}<0{,}01\right)$ это уравнение дает:

$$\overline{Nu}=0{,}505\sqrt{Re},$$

что отличается от (8-12а) при $Pr=1$ только величиной постоянного множителя (ниже примерно на 25%).

Для свободно-молекулярного потока из (9-15) следует:

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}27\,\frac{\mathrm{Re}}{M},$$

что отличается от более точного решения [Л. 9-12] также только величиной постоянного множителя (выше примерно на 60%).

Некоторые экспериментальные данные по теплоотдаче к шару в потоке разреженного газа даны на рис. 9-4.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

10-1. Конвекция в неограниченном объеме

Различают три режима свободного движения жидкости около нагретого (охлаждаемого) тела: ламинарный, локонообразный и вихревой. Переход от одного режима движения к другому связан с турбулизацией пограничного слоя свободного потока жидкости. Эта турбулизация наступает тем скорее, чем выше разность температур твердой стенки и невозмущенной части жидкости, а также чем больше линейные размеры тела. В общем случае критерий Нуссельта при свободной конвекции является функцией критериев Прандтля и Грасгофа и слабо зависит от формы тела.

Согласно формуле (2-9)

$$\frac{\alpha l}{\lambda} = f\left(\frac{\nu}{a};\ \frac{gl^3}{\nu^2}\beta\Delta t;\ \text{форма тела}\right). \qquad (10\text{-}1)$$

Здесь $\beta\left[\frac{1}{град}\right]$ — коэффициент объемного расширения среды;

$\Delta t = \overline{t}_{ст} - t_0$ — температурный напор;

$$\frac{\nu}{a} = \mathrm{Pr};\ \frac{gl^3}{\nu^2}\beta\Delta t = \mathrm{Gr}.$$

В газах ($\mathrm{Pr} \approx 1$) и неметаллических жидкостях термическое сопротивление сосредоточивается в узком пристенном слое, в котором преобладает молекулярное трение. В этом случае, с достаточным приближением к действительности, в системе уравнений движения можно положить равным нулю инерционный член. Упрощенная таким образом система уравнений теплопроводности и движения с учетом подъемной силы содержит только четыре независимые переменные (a, $g\rho\beta\Delta t$, μ, l,) вместо пяти (a, $g\rho\beta\Delta t$, μ, ρ,l) и дает только одии определяющий критерий:

$$\mathrm{Pr\,Gr} = \frac{gl^3}{\nu a}\beta\Delta t. \qquad (10\text{-}2)$$

В металлических жидкостях влияние молекулярной теплопроводности проникает на значительную глубину в турбулизированную часть потока, где влияние молекулярного трения уже мало по сравнению с влиянием инерционных сил. Предельное решение для этого случая

получается путем отбрасывания во втором уравнении системы (2-7) члена, учитывающего влияние вязкости ($\mu\nabla^2\vec{w}$), что также приводит к одному определяющему критерию вида:

$$\frac{gl^3}{a^2}\beta\Delta t = \mathrm{Pr}^2\,\mathrm{Gr}. \qquad (10\text{-}3)$$

Для сред с $\mathrm{Pr} \geqslant 0{,}5$ пользуются формулой:

$$\overline{\mathrm{Nu}} = C\,(\mathrm{Pr}\,\mathrm{Gr})^n. \qquad (10\text{-}4)$$

Теоретическое решение показывает, что для развитого ламинарного пограничного слоя при $n = {}^1/_4$ имеет место слабая зависимость коэффициента C от числа Pr [Л. 10-5]. Расчетные значения C равны:

Pr	0,73	10	100	1000
$C = \frac{\overline{\mathrm{Nu}}}{(\mathrm{GrPr})^{1/4}}$	0,517	0,612	0,652	0,653

Повышение значения коэффициента C при больших числах Pr подтверждено опытами по диффузии [Л. 10-7].

При больших числах Gr существует предельный режим течения при свободной конвекции, соответствующий развитой турбулизации пристенного слоя. При этом режиме интенсивность теплоотдачи не зависит от размеров тела, чему соответствует значение показателя степени в формуле (10-4) $n = \frac{1}{3}$ [Л. 10-1].

С уменьшением комплекса Pr Gr показатель степени уменьшается.

В практических расчетах величины коэффициентов C и n осредняются для четырех основных зон значений комплекса Pr Gr [Л. 10-3, 10-8] (табл. 10-1).

Таблица 10-1

Расчетные значения C и n в формуле (10-4)

Pr·Gr	C	n
$< 10^{-3}$	0,45	0
$10^{-3} \div 5\cdot10^2$	1,18	1/8
$5\cdot10^2 \div 2\cdot10^7$	0,54	1/4
$>2\cdot10^7$	0,135	1/3

Физические характеристики относятся к средней температуре

$$\bar{t} = \frac{1}{2}(t_{cm} + t_0).$$

За линейный размер l принимается: а) для шара и горизонтальной трубы их диаметр; б) для вертикальной трубы и вертикальной пластины высота обогреваемого (охлаждаемого) участка; в) для горизонтальной плиты ее наименьшая длина. При этом значение коэффициента C для плиты, обращенной греющей стороной вверх, увеличивается на 30%, а для обращенной греющей стороной вниз уменьшается на 30% по сравнению со значением C из табл. 10-1.

Расчетные формулы имеют вид:

а) при $10^{-3} < \mathrm{Pr\,Gr} < 5 \cdot 10^2$

$$\alpha = A_1 \left(\frac{\Delta t}{l^5}\right)^{1/8}; \qquad (10\text{-}5а)$$

б) при $5 \cdot 10^2 < \mathrm{Pr\,Gr} < 2 \cdot 10^7$

$$\alpha = A_2 \left(\frac{\Delta t}{l}\right)^{1/4}; \qquad (10\text{-}5б)$$

в) при $\mathrm{Pr\,Gr} > 2 \cdot 10^7$

$$\alpha = A_3 \Delta t^{1/3}. \qquad (10\text{-}5в)$$

Значения коэффициентов A приведены в табл. 10-2.

Таблица 10-2

Значения коэффициентов A_1, A_2, A_3 в формулах (10-5)

а) Воздух[1] *($p = 1$ ата)*

°C	—50	—20	0	20	50	100	200	300	500	1000
A_1	0,24	—	0,25	—	0,26	0,27	0,29	0,30	0,32	0,35
A_2	1,29	1,24	1,22	1,17	1,14	1,09	1,05	0,95	0,85	0,70
A_3	1,67	1,57	1,45	1,35	1,27	1,14	0,97	0,85	0,70	0,48

б) Вода

°C	0	20	40	60	80	100	150	200
A_1	8,0	11,3	13,5	15,1	16,3	17,2	18,7	19,4
A_2	60	96	128	153	176	195	235	262
A_3	88	170	250	312	366	414	522	614

[1] Для воздуха при давлениях, отличных от 1 *ата*, значения коэффициентов, взятые из табл. 10-2, следует умножить: A_1 на $p^{1/4}$, A_2 на $p^{1/2}$, A_3 на $p^{2/3}$, где p—в *ата*.

Для сред с $\mathrm{Pr} \ll 1$ [Л. 10-6]

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 053\,(\mathrm{Pr}^2\,\mathrm{Gr})^{1/4} \qquad (10\text{-}6)$$

Значения вспомогательных величин для вычисления комплекса $(\mathrm{PrGr})^n$ даны в табл. 10-3.

Таблица 10-3

Значения комплекса $\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^n$ для воды и воздуха

а) Вода

t, °C	0	50	100	200	300	350
$\frac{g\beta}{\nu a}\cdot 10^{-8}$	26,4	520	1470	4930	18 400	71 000
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/3}$	1380	3740	5300	7820	12 300	19 300
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/4}$	227	478	620	840	1170	1640
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/8}$	15,1	22,1	24,9	29,0	34,2	40,5

б) Воздух[1] ($p = 1$ *ата*)

t, °C	0	50	100	200	300	400	500
$\frac{g\beta}{\nu a}\,10^{-8}$	1,4	0,644	0,338	0,117	0,0408	0,025	0,0142
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/3}$	520	401	324	227	160	136	113
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/4}$	109	89,9	76,5	58,5	45	39,8	34,6
$\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^{1/8}$	10,4	9,48	8,75	7,65	6,71	6,31	5,89

[1] Для воздуха при давлениях, отличных от 1 *ата*, значения комплекса $\left(\frac{g\beta}{\nu a}\right)^n$ следует умножать на величину p^{2n}, где давление p в *ата*.

10-2. Конвекция в прослойках

В прослойках, заполненных непроточной (жидкой или газовой) средой, при разных температурах обеих стенок возникают замкнутые циркуляционные токи. Расчет теплопередачи в этом случае ведется по формулам теплопроводности для твердой стенки (гл. 3) посредством введения в эти формулы эквивалентного коэффициента теплопроводности прослойки.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности прослойки, при неучете теплоотдачи излучением от одной стенки к другой, определяется по формуле:

$$\lambda_{эк} = \varepsilon_к \cdot \lambda, \tag{10-7}$$

где λ — коэффициент теплопроводности среды, заполняющей прослойку, при средней температуре в последней;

$\varepsilon_к = f(\mathrm{Pr\,Gr})$ — коэффициент, учитывающий влияние конвекции.

Согласно опытным данным [Л. 10-2], могут быть приняты следующие расчетные формулы для вычисления коэффициента конвекции $\varepsilon_к$:

а) при $10^4 < \mathrm{Pr\,Gr}\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^k\left(\frac{d}{\delta}\right)^n < 10^7$

$$\varepsilon_к = 0{,}062\left[\mathrm{Pr\,Gr}\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^k\left(\frac{d}{\delta}\right)^n\right]^{1/3}; \tag{10-8}$$

б) при $10^7 < \mathrm{Pr\,Gr}\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^k\left(\frac{d}{\delta}\right)^n < 10^{10}$

$$\varepsilon_к = 0{,}22\left[\mathrm{Pr\,Gr}\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^k\left(\frac{d}{\delta}\right)^n\right]^{1/4}. \tag{10-9}$$

В этих формулах

δ — толщина слоя;

$\frac{L_1}{L_2}$ — отношение длины пути конвективного потока от нижней грани нагревателя и до встречи с холодильником к высоте этого пути;

$d = 2r$ — диаметр нагревателя.

Для плоских слоев $k = 1$, для цилиндрических $k = 3$. В обоих случаях $n = 0$. Для сферических слоев $k = 3$; $n = 1$.

Для вертикальных и наклонных плоских и цилиндрических слоев $\frac{L_1}{L_2} = 1$. Для плоских горизонтальных слоев $\frac{L_1}{L_2} = 3$. Для горизонтальных цилиндрических и сферических слоев

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\pi r + \delta}{d + \delta}.$$

Расчетная схема для сферического и горизонтального цилиндрического слоев показана на рис. 10-1.

При значении комплекса

$$\mathrm{Pr\,Gr}\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^k\left(\frac{d}{\delta}\right)^n \leqslant 10^3$$

влияние конвекции в щели практически отсутствует и расчет ведется только по теплопроводности.

При вычислении критериев за определяющую температуру принята средняя температура

$$\bar{t} = \frac{1}{2}(t_{ст\,1} + t_{ст\,2}),$$

где $t_{ст1}$, $t_{ст\,2}$ — температуры поверхностей нагревателя и холодильника.

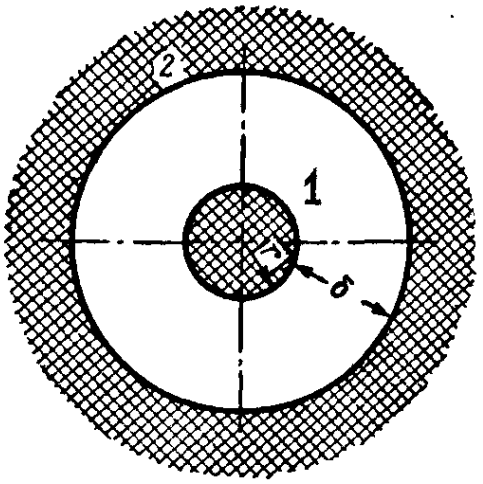


Рис. 10-1. Расчетная схема для сферического и горизонтального цилиндрического слоев:
1 — нагреватель; *2* — холодильник

За определяющий размер принимается толщина слоя δ

$$\Delta t = t_{ст\,1} - t_{ст\,2}.$$

Значения комплекса $\frac{g\beta}{\nu a}$ см. в табл. 10-3.

Для учета теплоотдачи излучением между стенками прослойки в величину эквивалентного коэффициента теплопроводности вводится дополнительный член. В этом случае

$$\lambda_{эк} = \varepsilon_к \lambda + \alpha_л \delta, \qquad (10\text{-}7а)$$

где $\alpha_л$ — приведенный коэффициент теплоотдачи излучением, определяемый согласно § 14-8.

10-3. Конвекция в глухом канале

Свободная конвекция в глухих каналах имеет место, например, в полостях охлаждаемых элементов газовых турбин. При вращении этих элементов центробежные силы резко увеличивают интенсивность свободной конвекции и обеспечивают высокие значения коэффициентов теплоотдачи.

Схема движения жидкости при свободной конвекции в глухом канале показана на рис. 10-2.

В формулу (1-1) для определения теплового потока следует подставлять [Л. 10-4] температуру ядра потока жидкости в канале $t_{ж}$.

Эта температура несколько превышает температуру жидкости на входе в канал $t_{вх}$. В первом приближении для расчетов принимается $t_{ж} = \frac{1}{2}(t_{вх} + t_{вых})$. По этой же температуре выбираются физические характеристики жидкости. За определяющий размер при

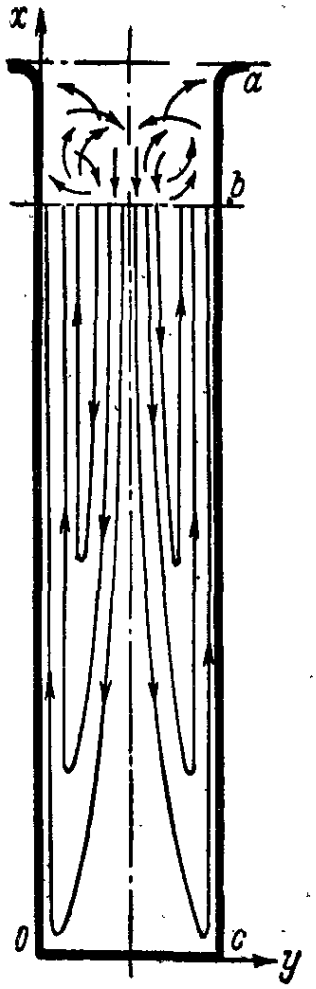


Рис. 10-2. Схема движения жидкости при свободной конвекции в глухом канале: *ab* — начальный участок; *bc* — основной участок, к которому подводится тепло

вычислении критериев берется длина участка с постоянной температурой ядра жидкости. Она принимается равной длине основного участка.

При расчете критерия Gr для вращающихся каналов вместо ускорения силы тяжести g подставляется центростремительное ускорение

$$j = \frac{w_{окр}^2}{R},$$

где $w_{окр}$ — окружная скорость элемента с каналом;

R — радиус вращения.

На рис. 10-3 приведены данные для расчета теплоотдачи в глухих каналах. С учетом указанного изменения критерия Gr при вращении элементов одни и те же данные используются для расчета теплоотдачи в неподвижных и вращающихся каналах.

Приведенные данные пригодны для расчетов теплоотдачи в каналах, длина которых не превышает предельной; при предельной

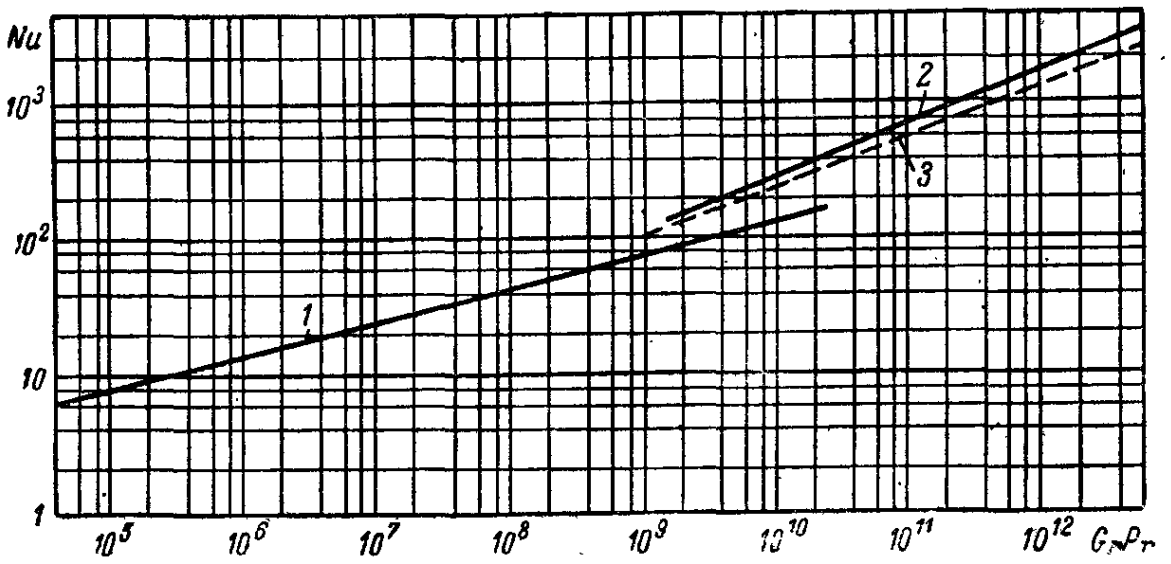


Рис. 10-3. Данные по теплоотдаче в глухом канале
1 — теоретическая зависимость Nu = *f* (Gr Pr) при ламинарном характере течения в неподвижном канале; *2* — то же при турбулентном характере; *3* — экспериментальная зависимость при турбулентном характере течения в неподвижных и вращающихся каналах

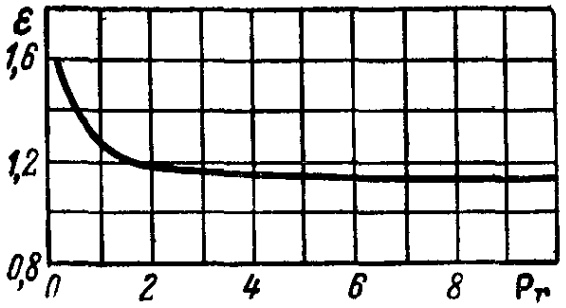


Рис. 10-4. Усредненное значение коэффициента ε

длине происходит смыкание пограничных слоев на оси канала, снижающее теплоотдачу. Предельная длина канала вычисляется по формулам [Л. 10-4]:

при ламинарном течении потока

$$l_{пред} = \frac{0{,}1275}{\varepsilon} (\mathrm{Pr\,Gr})^{1/4} D_{эк};$$

при турбулентном течении

$$l_{пред} = 1{,}5\,\mathrm{Gr}^{0{,}1} D_{эк}.$$

Здесь $D_{эк}$ — эквивалентный диаметр канала;

ε — коэффициент, усредненное значение которого приведено на рис. 10-4. Значение ε зависит также от относительной толщины пограничного слоя. Однако при $\mathrm{Pr} \geqslant 0{,}5$ этой зависимостью можно пренебречь.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

11-1. Конденсация чистого пара на твердых поверхностях охлаждения (общие сведения)

Различают три вида конденсации пара на твердой поверхности:

а) пленочная конденсация, когда конденсат стекает по поверхности в виде сплошной пленки; имеет место на поверхностях, хорошо смачиваемых данным конденсатом, а также на слабо смачиваемых поверхностях при интенсивной конденсации;

б) капельная конденсация, когда конденсат выпадает на поверхности в виде отдельных капель; имеет место на несмачиваемых поверхностях охлаждения;

в) смешанная конденсация, когда часть поверхности покрыта каплями, а часть—пленкой конденсата.

В теплообменных аппаратах, в которых конденсируется вода, холодильные агенты и т. п., обычно всегда имеет место пленочная конденсация. В конденсаторах ртутного пара обычно имеет место капельная конденсация.

Интенсивность теплоотдачи при капельной конденсации много больше, чем при пленочной; она совпадает с интенсивностью теплоотдачи при конденсации пара на поверхности конденсата.

При пленочной конденсации чистого пара (не содержащего жидких примесей и примесей газов, не конденсирующихся в данном интервале температур) на поверхности пленки практически устанавливается температура насыщения.

Исключение составляют пары металлов. При их конденсации термическое сопротивление пленки конденсата относительно мало и различие между теплообменом при капельном и пленочном видах конденсации незначительно.

Перегретый пар конденсируется так же, как и насыщенный, если его температура насыщения t'' выше температуры стенки $t_{ст}$. Ядро потока пара при конденсации может оставаться перегретым.

При конденсации перегретого пара во все приводимые ниже формулы для определения коэффициента теплоотдачи следует подставлять вместо величины теплоты парообразования r величину $r+\Delta i_{пе}$, где $\Delta i_{пе}$ [*ккал/кг*] — разность теплосодержаний перегретого и насыщенного пара.

Расчетная разность температур при конденсации насыщенного и перегретого пара равна:

$$\Delta t = t'' - t_{ст}. \qquad (11\text{-}1)$$

Здесь t'' — температура насыщения пара при данном давлении;
$t_{ст}$ — средняя температура стенки.

Приводимые ниже формулы даны для чистого пара. Сведения о влиянии примесей газов, не конденсирующихся в данном интервале температур, даны в § 11-10.

В зависимости от количества выпадающего в пленке конденсата наблюдаются режимы течения: ламинарный, волновой, турбулентный.

Число Рейнольдса пленки конденсата равно: [1]

$$\mathrm{Re}' = \frac{\overline{w'}\delta}{\nu'} = \frac{G'}{3600 g \mu'}. \qquad (11\text{-}2)$$

Здесь $\overline{w'}$ [*м/сек*] — средняя скорость течения пленки;
δ [*м*] — толщина пленки;
μ' [*кг·сек/м²*] и ν' [*м²/сек*] — коэффициенты динамической и кинематической вязкости пленки;
G' [*кг/м·час*] — количество конденсата, протекающего через данное сечение пленки на ширине в 1 *м*.

Для вертикальной стенки высотою L [*м*] при средней тепловой нагрузке $\overline{q}$ [*ккал/м² час*]

$$G' = \frac{\overline{q}L}{r}. \qquad (11\text{-}3)$$

[1] В литературе иногда принимают значение Re′, вычисленное по эквивалентному гидравлическому диаметру пленки $D_{эк} = 4\delta$. Вычисленные таким образом значения Re′ в 4 раза больше рассчитанных по формуле (11-2).

и

$$\mathrm{Re}' = \frac{\bar{q}L}{3600 g \mu' r} = \frac{\overline{\mathrm{Nu}}}{K\mathrm{Pr}'}. \tag{11-4}$$

Теплообмен при пленочной конденсации чистого насыщенного пара описывается системой из уравнений (5-3), (5-6) и (5-7), написанных для потока жидкой фазы и граничных условий (5-17), (5-20) и (5-23).

В условия однозначности входят физические константы, содержащиеся в этих уравнениях, разность температур Δt, или тепловой поток $q = \alpha \Delta t$, и скорость течения пара w''. Скорость течения конденсата w' в условия однозначности не входит.

Общая критериальная связь имеет вид:

$$\mathrm{Nu} = \Phi\left(\mathrm{Pr}'; \mathrm{Ar}'; K; \frac{\zeta'' w''^2 \gamma''}{g l \gamma'}; \mathrm{We}\right). \tag{11-5}$$

11-2. Пленочная конденсация на вертикальной стенке для сред с числом Pr′ конденсата, превышающим 0,5

При конденсации медленно движущегося пара ($\zeta'' w''^2 < 30$) [Л. 11-10]:

а) $\mathrm{Re}' < 100$ $\Delta t < \Delta t_{кр}$;

$$\alpha = 1{,}13 A \left(\frac{r}{L \Delta t}\right)^{1/4} \tag{11-6}$$

или

$$\alpha = 1{,}18 B \left(\frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'}\right)^{1/3} \mathrm{Re}'^{-1/3}. \tag{11-7}$$

б) $\mathrm{Re}' > 100$, $\Delta t > \Delta t_{кр}$, $0{,}6 < \mathrm{Pr}' < 5$;

$$\alpha = B \frac{0{,}16\, \mathrm{Pr}'^{1/3} \mathrm{Re}'}{\mathrm{Re}' - 100 + 63\, \mathrm{Pr}'^{1/3}}. \tag{11-8}$$

Здесь

$$\Delta t_{кр} = 395 C \frac{r}{L}; \tag{11-9}$$

$$A = \left(3600 \frac{\lambda'^3 \gamma' (\gamma' - \gamma'')}{\mu'}\right)^{1/4}; \quad B = \lambda' \left(\frac{g}{\nu'^2}\right)^{1/3};$$

$$C = \frac{\mathrm{Pr}'}{c'} \left(\frac{\nu'^2}{g}\right)^{1/3};$$

$$\lambda' \left[\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}\right]; \quad \mu' \left[\frac{кг \cdot сек}{м^2}\right]; \quad \nu' \left[\frac{м^2}{сек}\right].$$

Температурная зависимость коэффициентов A, B, C дается в табл. 11-1.

Для ряда холодильных агентов значения коэффициентов A и $Z = 0{,}16\, \mathrm{Pr}'^{1/3} B$ даны на рис. 11-1 [Л. 11-12].

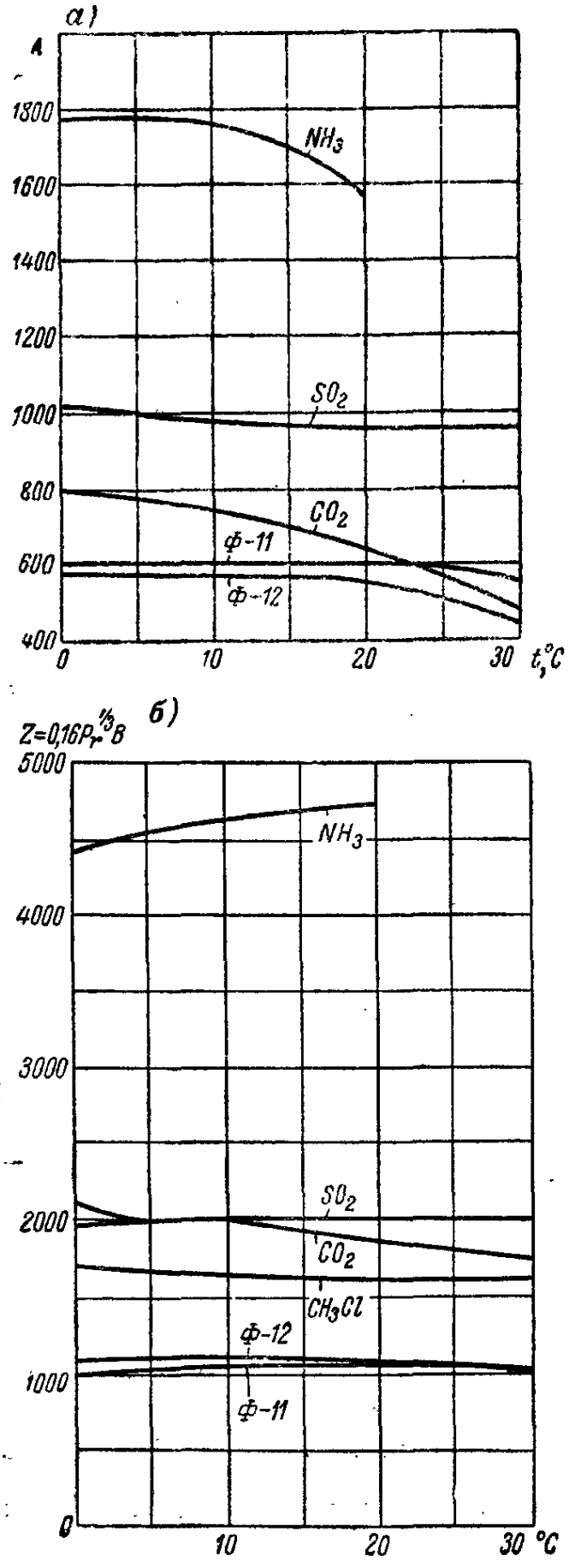


Рис. 11-1. Значения коэффициентов в формулах (11-6) и (11-8) для некоторых холодильных агентов: *а* — значения *A*; *б* — значения *Z*

Таблица 11-1

Значения коэффициентов в формулах (11-6) — (11-9) для воды

t, °C	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180	200	250
A	1270	1470	1700	1900	2070	2190	2300	2370	2410	2430	2430	2370
B	6940	10 900	15 250	19 750	24 300	28 200	32 400	35 400	37 900	39 800	41 100	—
$C \cdot 10^4$	9,42	3,30	1,51	0,855	0,530	0,361	0,259	0,203	0,169	0,146	0,129	—

Пример. Определить средний коэффициент теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара на вертикальной латунной трубе высотой 3 *м*. Средний тепловой поток $\bar{q} = 50\,000$ *ккал/м²час*, давление пара 5 *ата*, $t'' = 151{,}1°$ С. По таблицам находим значения физических характеристик при температуре насыщения: $r = 525{,}7$ *ккал/кг*, $\mu' = 21{,}6 \cdot 10^{-6}$ *кг·сек/м²*, $\mathrm{Pr}' = 1{,}17$.

Количество конденсата, образующегося на трубе, отнесенное к 1 *м* ширины пленки, по формуле (11-3) равно:

$$G' = \frac{50\,000 \cdot 3}{525{,}7} = 286 \text{ кг/м·час}.$$

По формуле (11-2)

$$\mathrm{Re}' = \frac{286}{3600 \cdot 9{,}81 \cdot 21{,}6 \cdot 10^{-6}} = 374 > 100.$$

Расчет ведется по формуле (11-8).

По табл. 11-1 при $t'' = 150°$ С коэффициент $B = 36\,650$.

$$\alpha = 36\,650 \frac{0{,}16 \cdot 1{,}17^{1/3} \cdot 374}{374 - 100 + 63 \cdot 1{,}17^{1/3}} = 6750 \text{ ккал/м² град·час}.$$

В случае конденсации двигающегося пара ($\gamma'' w''^2 > 30$)

$$\alpha = \varepsilon \alpha_0, \tag{11-10}$$

где α_0 — по формулам для медленно двигающегося пара.

При ламинарном течении пленки ($\mathrm{Re}' < 100$) поправочный множитель ε берется по графику рис. 11-2 [Л. 11-20].

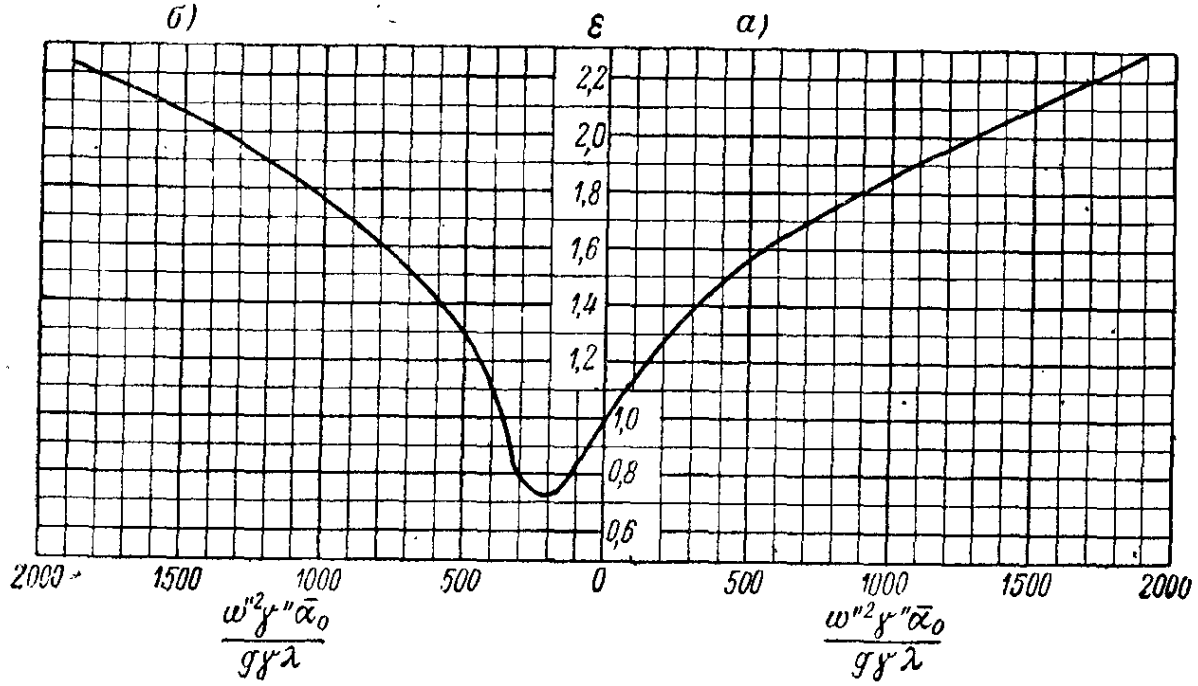


Рис. 11-2. Поправочный коэффициент ε для учета влияния скорости течения пара на теплоотдачу при ламинарном течении пленки кондесата на вертикальной стенке: *а* — пар течет сверху вниз, *б* — пар течет снизу вверх

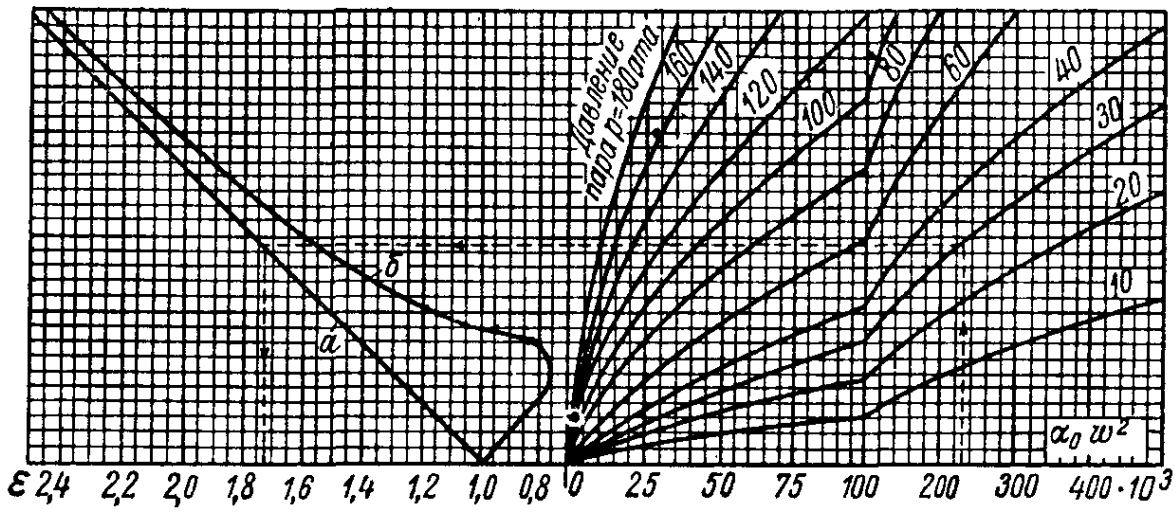


Рис. 11-3. Поправочный коэффициент ε при ламинарном течении пленки на вертикальной стенке для водяного пара: *а* — пар течет сверху вниз; *б* — пар течет снизу вверх

Для водяного пара величина ε при ламинарном течении может находиться без подсчета комплекса физических характеристик по рис. 11-3.

При турбулентном течении пленки ($Re' > 100$) [Л. 11-10]

$$\varepsilon = 1 + 0{,}013 \left(\frac{\gamma''}{\gamma'}\right)^{1/2} \frac{\overline{w''}}{(g\nu')^{1/3}}. \qquad (11\text{-}11)$$

Расчетная средняя скорость пара определяется [Л. 11-19] по формуле:

$$\overline{w''} = \sqrt{\frac{\overline{w_1''^2 + w_1'' w_2'' + w_2''^2}}{3}}, \qquad (11\text{-}12)$$

где w_1'' и w_2'' — скорости пара при входе в конденсатор и выходе из него.

При таком усреднении скоростей можно расчет теплоотдачи при конденсации в вертикальной трубе вести по формулам для случая конденсации на вертикальной стенке.

11-3. Конденсация на горизонтальных трубах ($Pr' > 0{,}5$)

Изменение режима течения пленки[1] имеет место при

$$Re' = \frac{G'}{3600 g \mu'} \approx 50.$$

Здесь G' [*кг/м·час*] — количество конденсата, текущего по трубе на 1 *м* ее длины; μ' — в *кг·сек/м²*.

[1] Об изменении режима течения пленки и соответствующем изменении закона теплоотдачи, аналогичном имеющему место на вертикальных трубах, свидетельствуют экспериментальные данные, показанные в [Л. 11-9—рис. 7 и Л. 11-1—рис. 4 и 5

Для одиночной трубы

$$G' = \frac{q\pi D}{r} \ [кг/м \cdot час]; \tag{11-13}$$

для трубы i-го ряда в пучке (счет рядов ведется сверху вниз)

$$G' = \frac{q_i \pi D}{r} + G'_0 \ [кг/м \cdot час], \tag{11-14}$$

где q_i $[ккал/м^2 \, час]$ — плотность теплового потока на данной трубе;

G'_0 $[кг/м \cdot час]$ — количество конденсата, натекающего на данную трубу с верхних труб пучка. Условно принимается, что конденсат натекает со всех вышерасположенных труб, ось которых лежит на одной вертикали с любой образующей данной трубы.

При конденсации пара на одиночной трубе или на трубах верхнего ряда пучка и $Re' \leqslant 50$:

а) Медленно двигающийся пар, $\gamma'' w''^2 < 30$ [Л. 11-20]

$$\alpha = 0{,}725A \left(\frac{r}{D\Delta t}\right)^{1/4} \tag{11-15}$$

или

$$\alpha = 1{,}1\, B \left(\frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'}\right)^{1/3} Re'^{-1/3}. \tag{11-16}$$

б) Пар, двигающийся со значительной скоростью сверху вниз, $400 \leqslant \gamma'' w''^2 \leqslant 6000$ [Л. 11-3; 11-15]

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = 33{,}2 \left(\frac{w''^2 \gamma''}{g\gamma' D}\right)^{0{,}08} \left(\frac{3600\, \gamma' r D^3}{\lambda' \mu' \Delta t}\right)^{-0{,}125}, \tag{11-17}$$

где α_0 — по формулам для медленно двигающегося пара и

w'' — скорость набегающего потока пара.

Для труб в пучке (кроме верхнего ряда):

а) Для заданного пучка и прочих равных условий при $Re' \leqslant 50$ [Л. 11-10]

$$\frac{\alpha_i}{\alpha_1} = f\left(1 + \frac{rG'_0}{q\pi D}\right), \tag{11-18}$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по формуле (11-15) или (11-17);

α_i — коэффициент теплоотдачи для i-го ряда.

Вследствие утолщения пленки конденсата на нижних трубах пучка за счет натекания его с верхних рядов труб и уменьшения скорости пара по мере его конденсации (при обычном поступлении пара в пучок сверху) $\alpha_i < \alpha_1$. Вид функции f в формуле (11-18) зависит от формы пучка, начальной скорости пара, температурного напора и других факторов, вследствие чего уменьшение местных и среднего коэффициентов теплоотдачи с ростом числа рядов труб в пучке может быть

различным [Л. 11-3; 11-1]. Наибольшее уменьшение α с ростом числа рядов труб было получено в работе [Л. 11-9].

По данным работы [Л. 11-21] расчет теплоотдачи для трубы i-го ряда при конденсации на пучке можно производить по формуле (11-16) при подстановке в нее значения G, рассчитанного по (11-14).

По опытам [Л. 11-15] для каждого ряда пучка

$$\frac{\alpha_i}{\alpha_1} = \left(1 + \frac{rG_0'}{q\pi D}\right)^{-0,07}, \qquad (11\text{-}19)$$

где α_1 рассчитывается по формуле (11-17) с учетом изменения скорости w'' и параметров пара по высоте пучка. Расчет должен при этом производиться последовательно от ряда к ряду, начиная с верхнего.

Когда общий коэффициент теплопередачи ограничивается теплоотдачей со стороны охлаждающей жидкости или когда может быть допущен запас в поверхности охлаждения, средний коэффициент теплоотдачи для n расположенных одна под другой горизонтальных труб может быть приближенно рассчитан по формуле (11-15) с подстановкой в нее вместо D произведения nD. Это приводит, как правило, к заниженному значению среднего коэффициента теплоотдачи.

б) На части нижних труб, от $(n+1)$-го и ниже, $\mathrm{Re}' > 50$.

В этом случае для первых n рядов, которым отвечает $\mathrm{Re}' \leqslant 50$, значения α рассчитываются согласно сказанному выше, а начиная с $(n+1)$-го ряда, вне зависимости от числа рядов труб [Л. 11-9; 11-21]:

$$\alpha \approx 0{,}16 B \,\mathrm{Pr}'^{1/3}. \qquad (11\text{-}20)$$

11-4. Конденсация на горизонтальных оребренных трубах ($\mathrm{Pr}' > 0{,}5$)

При ламинарном течении пленки [Л. 11-13] для одиночной оребренной трубы

$$\alpha = \varepsilon_{op}\alpha_1, \qquad (11\text{-}21)$$

где α_1 — по формуле (11-15).

Для трубы с гладкими плоскими ребрами постоянной толщины

$$\varepsilon_{op} = \frac{s-\delta}{s} + \frac{2D_{cp}h}{ds}\left(\frac{2d}{\pi D_{cp}}\right)^{0,25} \mathrm{th}\sqrt{\frac{2\delta s}{h(s-\delta)}\left(\frac{d}{D}\right)^{0,2}}. \qquad (11\text{-}22)$$

Для трубы с накатанными ребрами

$$\varepsilon_{op} = \frac{s-\delta_1}{s} + \frac{\delta_2}{s}\left(\frac{D}{d}\right)^{0,75} \mathrm{th}\sqrt{\frac{\delta_1 s}{h(s-\delta_1)}\left(\frac{\delta_2 d}{\delta_1 D}\right)^{0,2}} + \frac{2D_{cp}L}{ds}\left(\frac{2dh}{\pi D_{cp}L}\right)^{0,25} \mathrm{th}\sqrt{\frac{2\delta_1 s}{h(s-\delta_1)}\left(\frac{\delta_{cp}d}{\delta_1 D}\right)^{0,2}}. \qquad (11\text{-}23)$$

В этих формулах (в метрах):

d — наружный диаметр несущей трубы;

D — наружный диаметр ребер;

s — шаг ребер;

$h = \frac{D-d}{2}$ — высота ребра;

δ_1, δ_2, δ_3 — толщина ребра, соответственно по основной окружности, торцу и средняя;

L — длина образующей ребра; для ребра постоянной толщины $L = h$, для накатанных ребер

$$L = \sqrt{h^2 + \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right)^2};$$

$D_{ср} = \frac{d+D}{2}$ — средний диаметр ребер.

Ввиду малого влияния иакопления конденсата иа теплоотдачу формулами (11-21)—(11-23) можно пользоваться и для пучков ребристых труб.

11-5. Конденсация на вращающихся трубах ($Pr' > 0{,}5$)

При быстром вращении трубы вокруг оси, лежащей вне трубы, в большом объеме практически неподвижного пара (решение дано только для ламинарного режима течения пленки) [Л. 11-17]:

а) ось трубы совпадает с радиусом вращения

$$\alpha = 17{,}7A\frac{R_1}{R_1 - R_2}\left[1 - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{4/3}\right]^{3/4}\left(\frac{rn^2}{g\Delta t}\right)^{1/4}; \qquad (11\text{-}24)$$

б) ось трубы параллельна оси вращения

$$\alpha = 21{,}9A\left(\frac{R_0 n^2 r}{d g \Delta t}\right)^{1/4}. \qquad (11\text{-}25)$$

Здесь R — радиус окружности вращения трубы. Индекс 1 относится к наиболее удаленному концу, иидекс 2—к ближнему концу трубы, ниндекс 0 — к оси трубы;

n [*об/мин*] — число оборотов; d — диаметр трубы;

A принимается по § 11-2.

Формулы (11-24) и (11-25) применимы только для тех случаев, когда величина центробежного ускорения $j = 4\pi^2 R n^2$ во много раз больше ускорения силы тяжести.

11-6. Конденсация на нижней поверхности горизонтальной плиты

По экспериментальным данным [Л. 11-11]

$$\alpha = 0{,}15A\left(\frac{r}{\Delta t}\sqrt{\frac{\gamma'}{\sigma}}\right)^{1/4}, \qquad (11\text{-}26)$$

где σ [*кг/м*] — коэффициент поверхностного изтяжения.

A — по § 11-2.

11-7. Конденсация внутри горизонтальной трубы ($Pr' > 0{,}5$)

При полиой кондеисации внутри горизонтальной трубы (выпар меньше 1—3%, слив конденсата свободный) закоиомерности, определяющие величину коэффициента теплоотдачи, существенно отличаются от имеющих место при конденсации на наружной поверхности труб. Экспериментальные данные по этому процессу ограничены, а предлагавшиеся расчетные формулы иельзя рекомендовать для применения.

Можно считать твердо установленным, что для рассматриваемых условий величина среднего коэффициента теплоотдачи возрастает примерно пропорционально корию квадратному из плотности теплового потока q и корню кубичному из длины трубы.

На рис. 11-4 приведены значения коэффициентов теплоотдачи при конденсации чистого пара внутри горизонтальной трубы по экспериментальным данным. Угол наклона трубы до 10° слабо влияет на величину α [Л. 11-7, 11-18, 11-19].

11-8. Влияние шероховатости и загрязнения поверхности конденсации

Поправки на шероховатость и загрязнение к величинам коэффициентов теплоотдачи при конденсации на внешней поверхности труб могут приниматься по табл. 11-2.

Таблица 11-2

Поправочные коэффициенты на состояние поверхности конденсации

Характеристика поверхности	Поправочный коэффициент к значениям α, определенным по формулам для гладкой, чистой поверхности
Нормальные чистые латунные трубы	1,00
Нормальные стальные трубы, зачищенные тонким наждаком до металлического блеска	1,00
Чистые трубы из нержавеющей стали	1,00
Нормальные незачищенные газовые и цельнотянутые трубы	0,75—0,85
Окисленные свинцовые трубы	0,69—0,88
Сильно окисленная равномерно шероховатая поверхность	0,75
Поверхность, обработанная грубой наждачной бумагой	0,85
Тонкий слой накипи	0,65—0,70
Поверхность, отшлифованная до зеркального блеска	1,3

Окислеиие при конденсации внутря горизонтальной трубы уменьшает коэффициент теплоотдачи на 30—50%.

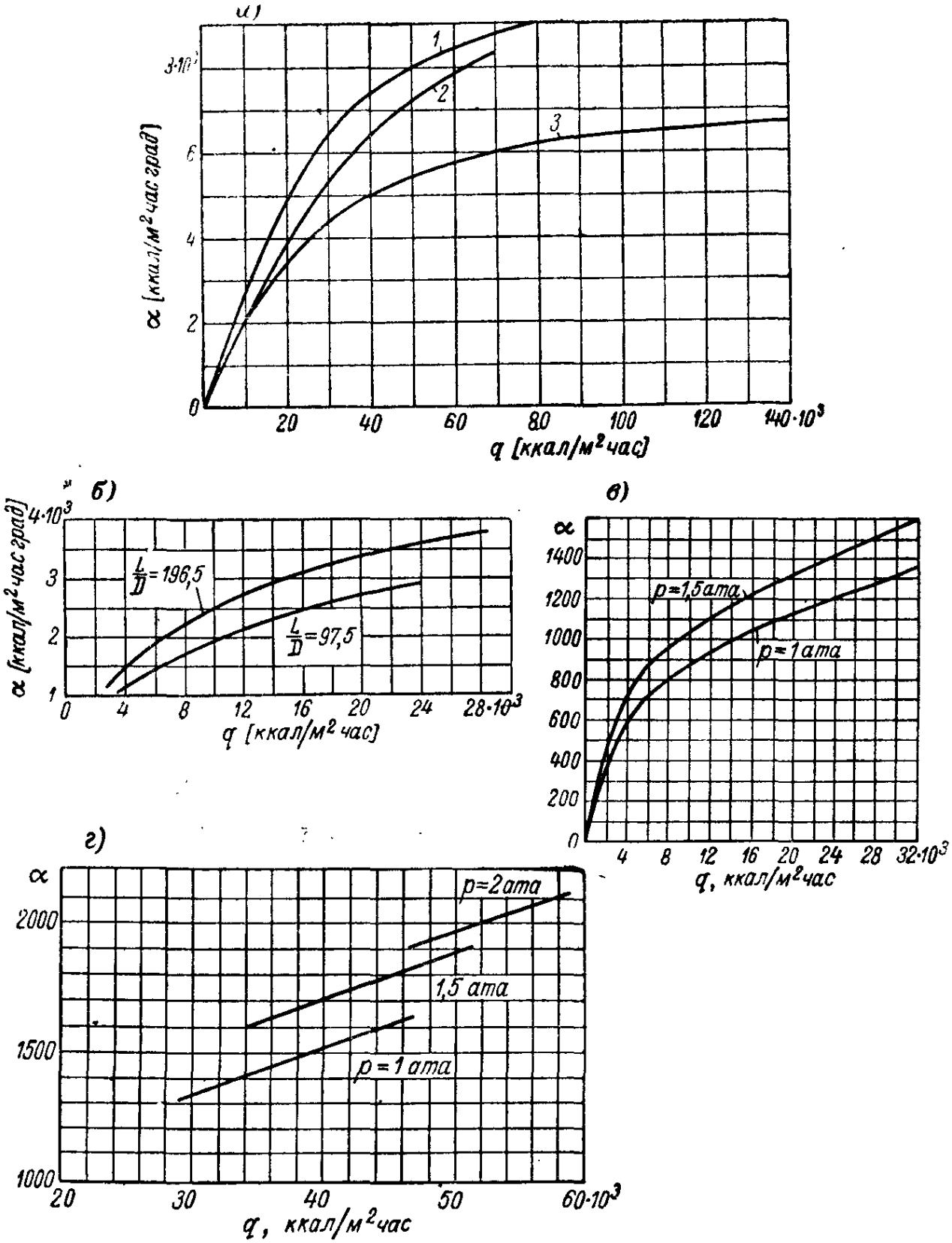


Рис. 11-4. Коэффициенты теплоотдачи при конденсации пара в горизонтальных латунных трубах. Выпар меньше 2%:
а — водяной пар давлением 1,5 — 2 *ата*
1) $D = 38$ *мм*, $L = 1150$ *мм*; *2*) $D = 24$ *мм*, $L = 2793$ *мм*; *3*) $D = 24$ *мм*, $L = 1150$ *мм*;
б—аммиачный пар, $p = 8 \div 11$ *ата*; *в*—пары бензола, $\frac{L}{D} = 83{,}5$; *г* — пары толуола, $\frac{L}{D} = 83{,}5$

11-9. Конденсация на свободной струе жидкости ($Pr' > 0{,}5$)

При непосредственной конденсации пара на жидкой струе того же вещества повышается интенсивность теплообмена. Поверхность конденсации может быть сильно развита путем дробления жидкости на ряд тонких струй, или полного ее распыла.

Для свободно падающей сплошной струи в спокойном паре при скоростях истечения $w_0 = 3 \div 5$ *м/сек* подогрев жидкости определяется [Л. 11-10] формулой (11-27) и табл. 11-3:

$$\lg \frac{t'' - t_1}{t'' - t_2} = C_1 + C_2 f(L). \qquad (11\text{-}27)$$

Таблица 11-3

Значения величин, входящих в формулу (11-27)

Форма струи	C_1	C_2	$f(L)$
Свободно падающая цилиндрическая струя	0,160	2,52	$\frac{aL}{w_0 R_0^2} + \frac{2\varepsilon_* w_0^2}{5\varphi^{5/2} g R_0}\left[\left(1 + \frac{2\varphi^2 gL}{w_0^2}\right)^{5/4} - 1\right]$
Свободно падающая плоская струя	0,092	1,075	$\frac{4w_0^2}{3\varphi^3 g\delta_0}\left(\frac{a}{w_0\delta_0} + \frac{\varepsilon_*}{2}\right)\left[\left(1 + \frac{2\varphi^2 gL}{w_0^2}\right)^{3/2} - 1\right]$
Плоская односторонне обогреваемая струя постоянной толщины	0,092	1,075	$\left(\frac{a}{w_0\delta} + \frac{\varepsilon_*}{2}\right)\frac{L}{\delta}$

Здесь t'', t_1, t_2, °C — температура насыщения пара, температура жидкости при выходе из отверстия и температура жидкости в конце струи;

L [*м*] — длина струи;

R_0 [*м*] — радиус отверстия, из которого вытекает струя;

δ_0 [*м*] — ширина щели, из которой вытекает струя;

w_0 [*м/сек*] — скорость истечения, отнесенная к отверстию радиуса R_0 или щели шириной δ_0;

$g = 9{,}81$ [*м/сек*^{2}] — ускорение силы тяжести;

a [*м*^{2}*/сек*] — коэффициент температуропроводности (отнесенный, как и скорость, к секунде);

φ — коэффициент сужения струи;

ε_* — константа турбулентного обмена; $\varepsilon_* = 5 \cdot 10^{-4}$.

Значения коэффициента φ для струй, вытекающих через противень толщиной 1—2 *мм*, в зависимости от отношения высоты уровня жидкости на противне h к диаметру отверстий, принимаются по рис. 11-5. При установке насадка в противне значения φ принимаются по табл. 11-4.

Таблица 11-4

Значения коэффициента сужения струи φ для струй, вытекающих через насадок

Форма насадка	Характеристнка насадка	Коэффициент φ
Цилиндрический, с острой входиой кромкой	$L/D = 1 \div 8$	0,80
Внутренний (в одиая кромка выше противня) цилиндрический насадок	—	0,71
Конический сходящийся насадок	Угол $< 5°$	0,90
» » »	» $5 \div 16°$	0,93
» » »	» $20 \div 30°$	0,90
Коноидальный сходящийся насадок	$L/D = 0,85$	0,97

При подогреве жидкости в смесителе с N рядов противней по высоте формула (11-27) примет вид:

$$\lg \frac{t'' - t_1}{t'' - t_2} = [C_1 + C_2 f(L)] N, \qquad (11\text{-}27а$$

где t_1, t_2 — температуры жидкости при входе в аппарат и н выходе из него;

$L = \frac{H}{N} - h$; H — высота аппарата (до верхнего противня);

h — высота уровня на противнях.

Скорость течения и радиус свободно падающей струи на рас стоянии x от отверстия равны:

$$w_x = \frac{w_0}{\varphi} \sqrt{1 + \frac{2\varphi^2 g x}{w_0^2}}; \qquad (11\text{-}28)$$

$$R_x = \frac{R_0 \sqrt{\varphi}}{\sqrt[4]{1 + \frac{2\varphi^2 g x}{w_0^2}}}. \qquad (11\text{-}29)$$

Поверхность круглой струи (сплошной)

$$F = \frac{4\pi R_0 w_0^2}{3\varphi^{3/2} g} \left[\left(1 + \frac{2\varphi^2 g x}{w_0^2} \right)^{3/4} - 1 \right]. \qquad (11\text{-}30)$$

Скорость истечения из отверстия равна:

$$w_0 = \varphi\eta \sqrt{2gh}, \qquad (11\text{-}31)$$

где $\eta \approx 0,95 \div 0,98$ — коэффициент сопротивления отверстия;

h [м] — высота столба жидкости над отверстием.

При истечении струи с большой скоростью и при значительных скоростях течения пара струя дробится и ее поверхность сильно увеличивается. На рис. 11-6 приведены некоторые полученные в [Л. 11-8 и др.] экспериментальные данные о величине коэффициентов теплоотдачи к поверхности струи при больших скоростях истечения.

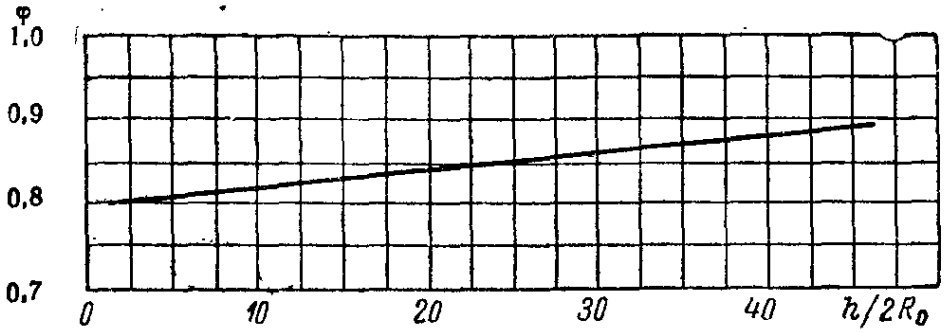
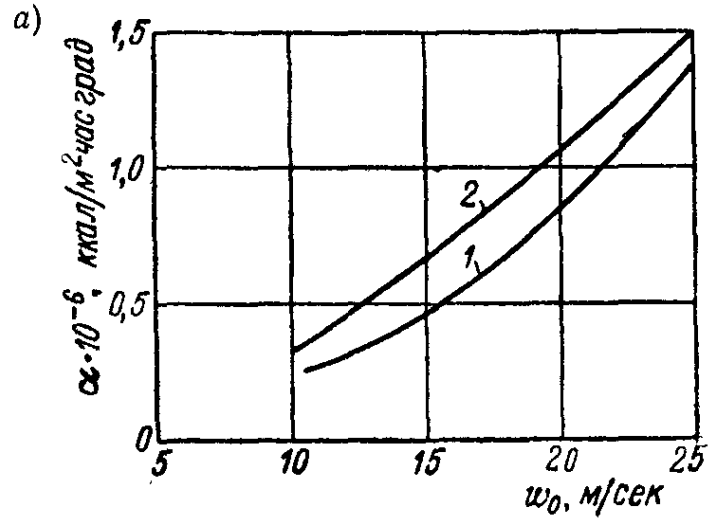
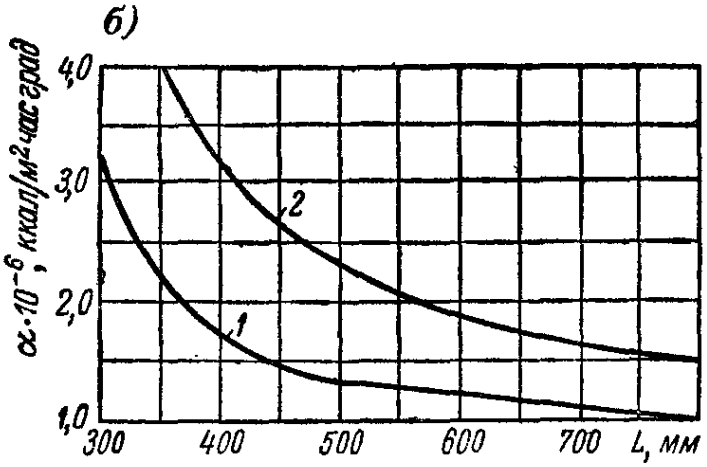


Рис. 11-5. Зависимость коэффициента φ для струй, вытекающих через противень из листа толщиной 1—2 *мм*, от относительной высоты уровня на противне





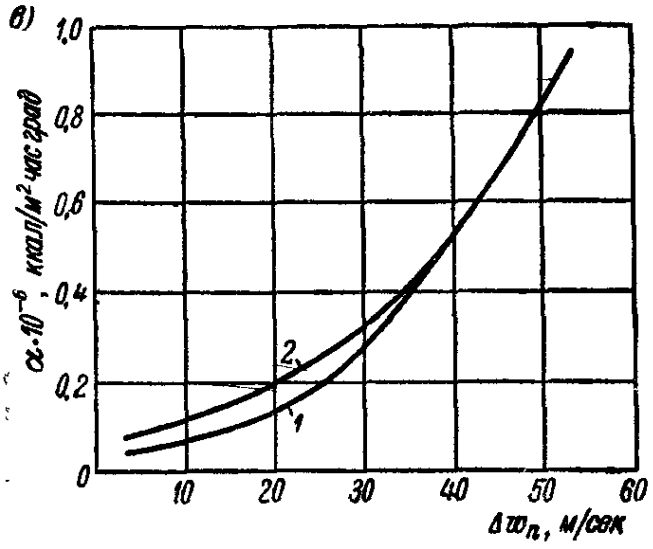


Рис. 11-6. Условный коэффициент теплоотдачи при конденсации пара на поверхности струи, отнесенный к цилиндрической поверхности $F = \pi D_c L$

а — зависимость α от скорости истечения струи воды в неподвижный пар при длине струи L = 800 *мм* и $p \approx 1$ *ата*: 1) D_0 = 10 *мм*; 2) D_0 = 15 *мм*;

б — зависимость α от длины струи при диаметре отверстия D_0 = 15 *мм*: 1) w_0 = 20 *м/сек*; 2) w_0 = 25 *м/сек*;

в — зависимость α от относительной скорости пара, текущего параллельно направлению истечения струи. Длина струи 30—50 *мм*, $p \approx 1$ *ата*: 1) D_0 = 4,8 *мм*; 2) D_0 = 3,0 *мм*.

§ 11-10. Пленочная конденсация пара в присутствии неконденсирующихся газов

Содержание в паре уже относительно небольшой примеси газов (например воздуха), не конденсирующихся в данном интервале температур, может резко ухудшить теплоотдачу при конденсации [Л. 11-2]. Это объясняется тем, что в присутствии инертных газов скорость конденсации пара зависит уже не только от термического сопротивления пленки конденсата, но и от сопротивления переносу вещества (пара), ограничивающего приток частиц пара к поверхности конденсации. Около поверхности пленки конденсата образуется пограничный слой, по толщине которого температура и парциальное давление пара изменяются, причем у поверхности конденсата они ниже, чем в основной массе паро-газовой смеси. Вследствие этого при конденсации пара в присутствии неконденсирующихся газов происходят одновременно три процесса:

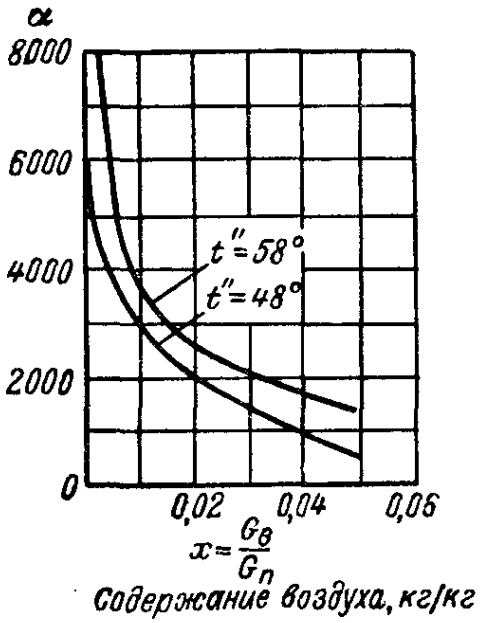


Рис. 11-7. Опытные значения коэффициента теплоотдачи при конденсации водяного пара на горизонтальной трубке в присутствии воздуха

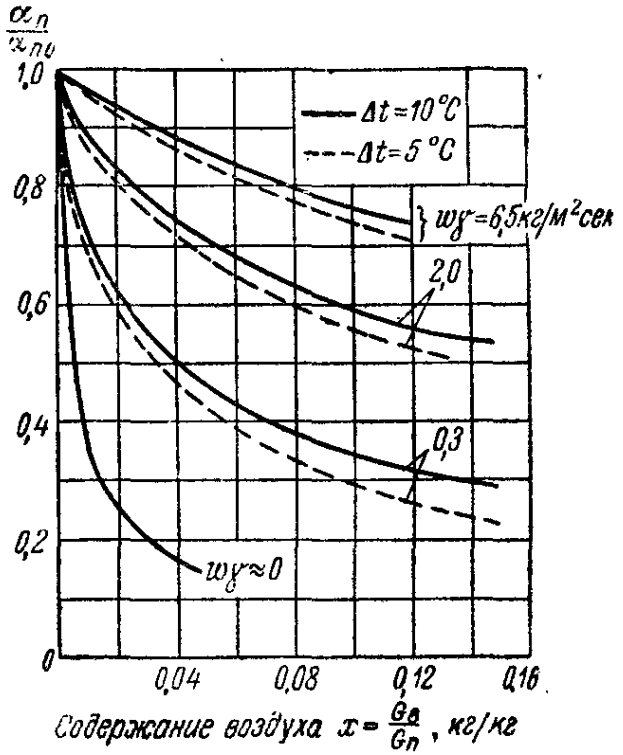


Рис. 11-8. Относительное изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от содержания воздуха в водяном паре при различных весовых скоростях паро-воздушной смеси и температурных напорах $\Delta t = t'' - t_{ст}$; $\alpha_{п.о}$ —коэффициент теплоотдачи при конденсации пара без примесей

Условия опыта: поперечное обтекание горизонтальной трубки; давление пара p=0,81 *ата*

а) массообмен, т. е. перенос вещества путем диффузии и конвекции из основной массы смеси к поверхности пленки конденсата;

б) теплообмен между паро-газовой смесью и пленкой конденсата;

в) перенос через пленку конденсата к стенке тепла, выделившегося при конденсации и переданного пленке путем теплообмена.

Величина суммарного теплового потока определяется в общем

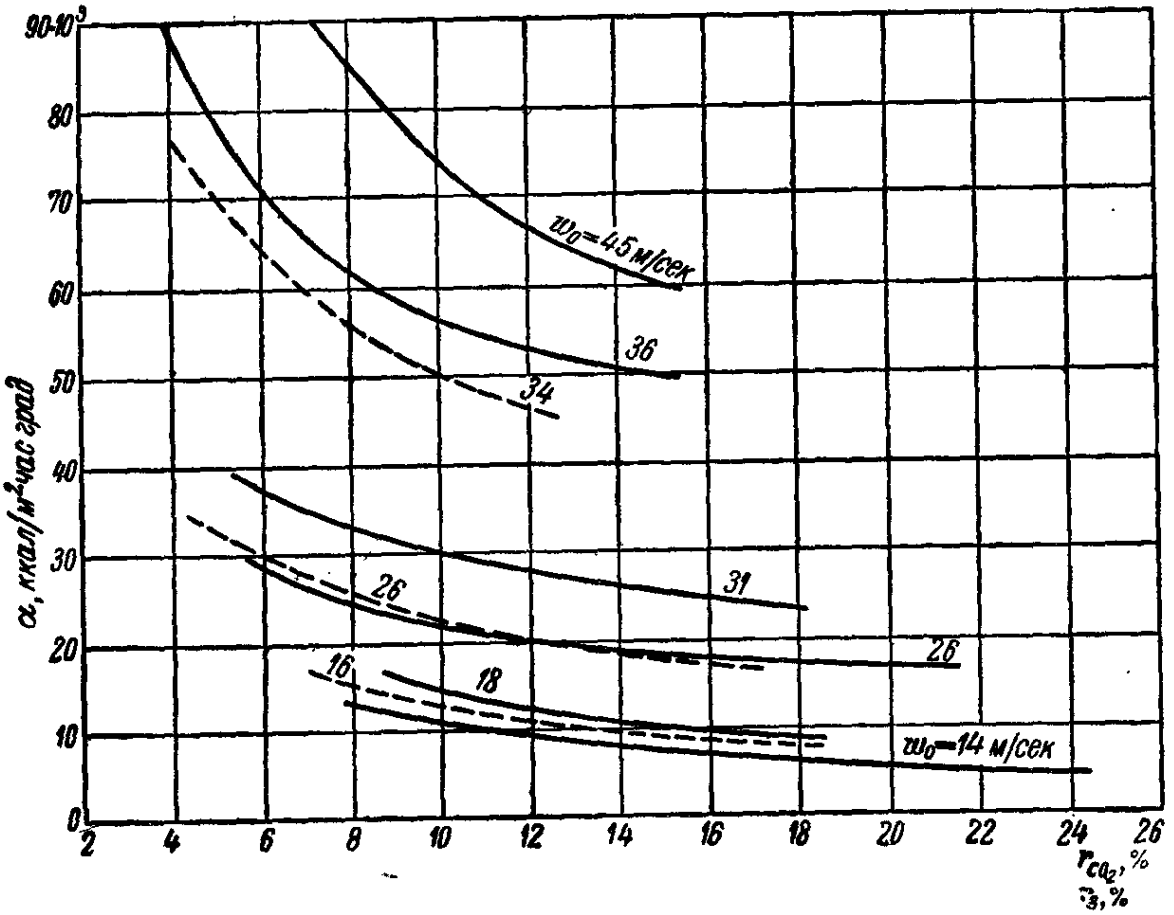


Рис. 11-9. Зависимость условного (см. рис. 11-6) коэффициента теплоотдачи от паро-воздушной и паро-углекислотной смесей атмосферного давления к струе воды $L = 30 \div 50$ *мм*; $D_0 = 4.8$ *мм* от объемного содержания газа в смеси; пар — водяной: ———— — паро-воздушная смесь; — — — паро-углекислотная смесь

случае (если пренебречь теплотой переохлаждения конденсата) расчетной формулой:

$$q = \frac{t_{гр} - t_{ст}}{R_{пл}} = r\beta_p(p_0'' - p_{гр}'') + \alpha_к(t'' - t_{гр}), \qquad (11\text{-}32)$$

где $t_{гр}$ — температура конденсата и пара на границе раздела фаз;

$p_{гр}''$ — парциальное давление пара у поверхностн конденсата (давление насыщения при температуре $t_{гр}$);

p_0'' — парциальное давление пара в основной массе паро-газовой смеси;

$R_{пл}$ — термическое сопротивление пленки конденсата;

β_p — коэффициент массоотдачи от паро-газовой смеси к поверхиости плеики;

$\alpha_к$ — коэффициент теплоотдачи от паро-газовой смеси к пленке конденсата.

Во многих случаях (например в условиях конденсаторов паровых турбин) тепло, передаваемое пленке конденсата от смеси путем теплообмена, весьма мало сравнительно с теплом фазового превращения и им можно поэтому пренебрегать.

При конденсации движущегося водяного пара, содержащего примесь воздуха, на горизонтальных трубах по опытам [Л. 11-4; 11-5], при $350 \leqslant \mathrm{Re}' \leqslant 5\,000$:

$$\frac{\beta_p D}{D_p} = C \left(\frac{wD}{\nu}\right)^{0,5} \left(\frac{p_0'' - p_{гр}''}{p}\right)^{-1/3} \left(\frac{1 - p_0''}{p}\right)^{-0,6}, \quad (11\text{-}33)$$

где D_p — коэффициент диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления пара;

w — скорость набегающего потока паро-газовой смеси;

ν, p — коэффициент кинематической вязкости и общее давление смеси.

Множитель C равен: для одиночной трубы 0,48; для труб первого ряда пучка 0,55; для труб 3-го и следующих рядов шахматного пучка 0,82.

Термическое сопротивление пленки конденсата может быть определено как $R_{пл} \approx \frac{1}{\alpha}$, где α — коэффициент теплоотдачи при конденсации чистого пара, рассчитанный по формуле (11-17) для соответствующих значений q и весовой скорости потока, набегающего на трубу.

При пользовании формулами (11-33) и (11-17) величина $t_{гр}$ и, соответственно, q находится путем последовательного приближения.

Вследствие недостаточности данных для определения β_p и $R_{пл}$, при различных условиях конденсации, часто пользуются экспериментальными зависимостями для условного коэффициента теплоотдачи от паро-газовой смеси к стенке; $\alpha = \frac{q}{t'' - t_{ст}}$. Этот коэффициент зависит от содержания газов в смеси, ее давления и скорости, температурного напора и пр. На рис. 11-7, 11-8 и 11-9 приведен ряд таких зависимостей, полученных в [Л. 11-2 и др.] (для случая конденсации на поверхности водяной струи величина $t_{ст}$ принята равной средней температуре жидкости). Эти зависимости не носят обобщенного характера и поэтому их нельзя распространять на условия, существенно отклоняющиеся от условий опытов.

При очень больших содержаниях инертного газа в паро-газовой смеси можно пользоваться для подсчета q формулой (11-32) и определять β_p, исходя из аналогии между массообменом и теплообменом (см. § 13-3) и $\alpha_к$ — по опытным данным для чистого теплообмена. Это относится, в частности, к конденсации пара из влажного воздуха при атмосферном давлении [Л. 11-5; 11-16].

11-11. Капельная конденсация

Данные о теплоотдаче при капельной конденсации весьма ограничены. На рис. 11-10 приведена зависимость α от $\Delta t = t'' - t_{ст}$ для чистого водяного пара, построенная по данным ряда опытов, проведенных при давлениях 0,9 — 1,2 *ата* [Л. 11-10].

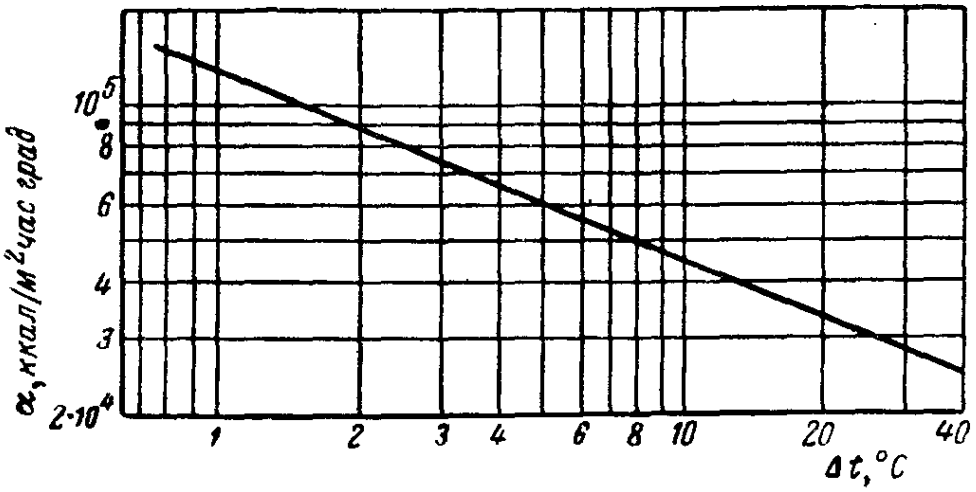


Рис. 11-10. Экспериментальные значения коэффициента теплоотдачи при капельной конденсации водяного пара; давление 0,9 — 1,2 *ата*

Тепловой поток при конденсации ртутного пара [Л. 11-6]: при примеси воздуха менее 1% по весу

$$q = 1{,}2 \cdot 10^5 \sqrt[3]{p}\,[1 + \sqrt[3]{(\gamma w)''}]; \qquad (11\text{-}34)$$

при примеси воздуха от 1 до 12% по весу

$$q = 1{,}2 \cdot 10^5 \sqrt[3]{p}\,[1 + \sqrt[3]{(\gamma w)_{см}}]\, k^{-0{,}2}. \qquad (11\text{-}35)$$

Формулы (11-34) и (11-35) построены на основании опытов с вертикальными и горизонтальными трубами в интервале давлений от 0,1 до 1,2 *ата*, при температурных напорах от 1 до 170° С, весовых скоростях потока пара или паро-воздушной смеси от 3 до 45 *м/сек*.

Здесь p [*ата*] — давление в конденсаторе;

$(\gamma w)''$, $(\gamma w)_{см}$ [*кг/м²сек*] — весовая скорость пара или паро-воздушной смеси;

k [%] — весовая концентрация воздуха.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ

12-1. Два основных режима кипения

Существует два основных режима кипения:

а) пузырьковое, когда пар образуется в виде отдельных пузырьков на некоторых местах поверхности нагрева (центрах парообразования);

б) пленочное, когда масса жидкости отделена от поверхности нагрева сплошным слоем пара.

Вследствие малой теплопроводности парового слоя интенсивность теплоотдачи при пленочном кипении значительно меньше, чем при пузырьковом.

Переходы от одного режима кипения к другому происходят при некоторых значениях плотностей теплового потока, называемых критическими.

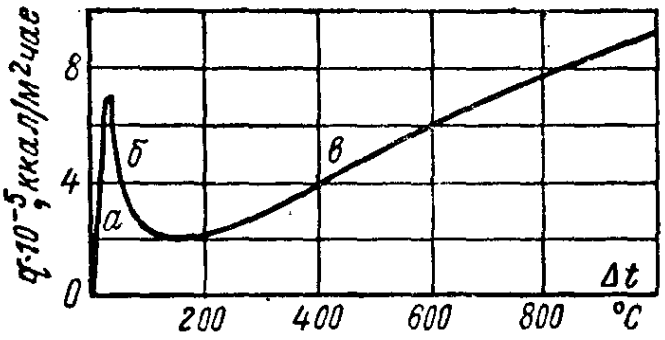


Рис. 12-1. Характер зависимсстн $q = f(\Delta t)$ при кипении в большом сбъеме (вода, $p=1$ *ата*): *а* — область пузырькового кипения; *б* — переходная область; *в* — область пленочного кипения

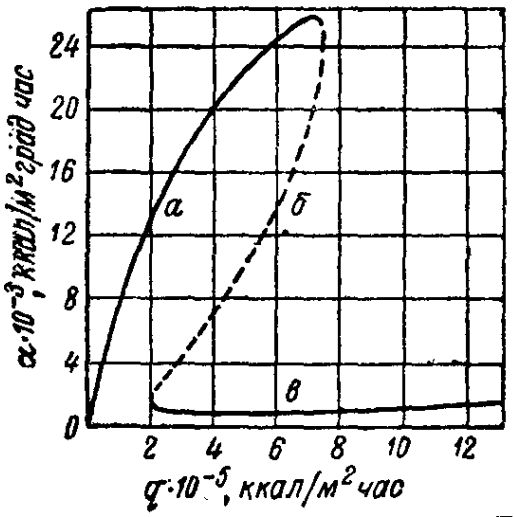


Рис. 12-2. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении в большом объеме (вода, $p=1$ *ата*): *а*, *б* и *в* — см. рис. 12-1

Переход от пленочного кипения к пузырьковому происходит при тепловом потоке меньшем, чем тепловой поток, при котором пузырьковое кипение сменяется пленочным. Схематически связи между тепловым потоком q, температурным напором Δt и коэффициентом теплоотдачи α при кипении показаны на рис. 12-1 и 12 2.

Кипение начинается после того, как температура поверхности иагрева становится выше температуры насыщения при данном давлении. При достаточно больших тепловых потоках температура стенки может превысить температуру насыщения и тогда, когда ядро потока еще не догрелось до этой величины. В этом случае возникает кипящий граничный слой и холодное ядро потока. В ядре происходит полная или частичная конденсация пара, выходящего из кипящего граничного слоя.

Начальный диаметр пузырька, возникающего в перегретом пограничном слое жидкости, имеет порядок

$$D_{\min}=9{,}3\cdot 10^{-3}\frac{T''\sigma}{r\gamma''\Delta t}. \qquad (12\text{-}1)$$

Диаметр пузырька в момент отрыва от поверхности нагрева, при слабой циркуляции жидкости, догретой до температуры насыщения, равен:

$$D_0 = 0{,}0180\,\sqrt{\frac{\sigma}{\gamma'-\gamma''}}, \qquad (12\text{-}2)$$

где $\theta°$ — краевой угол между пузырьком и поверхностью нагрева.

12-2. Теплоотдача при пузырьковсм кипении на поверхностях нагрева, погруженных в большой объем жидкости

В условиях развитого кипения при свободной коивекции движение жидкости полностью определяется процессом парообразования. Размеры поверхности мало влияют иа величину коэффициента теп-

лоотдачи при кипении. Высота уровня жидкости над поверхностью нагрева не влияет на теплоотдачу при слоях, превышающих 10—15 *мм*.

Устойчивые во времени значения коэффициентов теплоотдачи получаются лишь после определенного времени работы, что объясняется стабилизацией числа действующих центров парообразования. На „свежей" поверхности α выше, чем на поверхности, находившейся длительное время в работе.

В широком интервале плотностей теплового потока q и давлений p, можно считать, что при кипении

$$\alpha = Aq^n. \qquad (12\text{-}3)$$

Для чистых поверхностей нагрева (латунь, медь, нержавеющая сталь, хромированная поверхность и т. п.) принимается значение $n = 0{,}7$.

Для не корродированных стальных труб и латунных труб, бывших в длительной работе, принимается значение $n = 0{,}6$.

По данным, основанным на опытах с кипением воды в интервале давлений от 1 до 225 *ата*, а также опытах с рядом других жидкостей, коэффициент теплоотдачи при кипении насыщенной жидкости на чистых поверхностях определяется формулой:

$$\alpha = 0{,}44\lambda \left(\frac{\gamma' - \gamma''}{\sigma}\right)^{0,5} \left(\frac{\nu}{a}\right)^{0,35} \left(\frac{qp}{3600 r \gamma' g\mu'} \cdot \frac{\gamma'}{(\gamma' - \gamma'')}\right)^{0,7}, \qquad (12\text{-}4)$$

где p [*ата*] — абсолютное давление над поверхностью нагрева (с учетом гидростатического давления).

Однако поскольку процесс теплообмена при кипении очень сложен и зависит от большого числа физических факторов, критериальные формулы не охватывают всего разнообразия условий теплообмена при кипении для конкретных пар жидкость — поверхность нагрева.

В табл. 12-1 приведены составленные по опытным данным зависимости между α, p и q для ряда веществ при чистых и технических не сильно окисленных поверхностях. Следует учитывать, что в этих данных могут содержаться значительные случайные погрешности. Поэтому для исследованных экспериментально жидкостей и поверхностей нагрева в случае необходимости уточнения расчетных данных следует совместно анализировать результаты расчета по (12-4) и по эмпирическим зависимостям для данной жидкости. Для неисследованных жидкостей расчет ведут по (12-4). Данные для растворов некоторых солей приведены в табл. 12-2.

Наличие оксидной пленки на поверхности нагрева вносит некоторое дополнительное термическое сопротивление между металлом и жидкостью, но в то же время создает более благоприятные условия для образования паровых пузырей на поверхности окисленной трубы вследствие ее шероховатости. В связи с этим теплоотдача при малых тепловых нагрузках на окислеиных трубах выше, а при больших ниже, чем на гладких трубах.

В общем виде коэффициент теплоотдачи от поверхности, покрытой оксидной пленкой, к жидкости может быть выражен формулой:

$$\alpha = \frac{1}{\frac{1}{\alpha'} + R_{ок}}, \qquad (12\text{-}5)$$

где α' — коэффициент теплоотдачи от поверхности оксидной пленки к кипящей жидкости, $R_{ок}$ — термическое сопротивление оксидной пленки;

$$R_{ок} = \frac{\delta_{ок}}{\lambda_{ок}},$$

где $\delta_{ок}$ — толщина слоя окиси;

$\lambda_{ок}$ — коэффициент теплопроводности этого слоя.

Для обычных стальных окисленных труб величина $R_{ок}$ имеет порядок $0{,}5 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-4}$ *м² град·час/ккал.*

При кипении воды в нормальных окисленных стальных трубах можно принять эмпирическую формулу:

$$\alpha = \frac{1}{6{,}5 p^{0{,}2} q^{0{,}7} + 0{,}5 \cdot 10^{-4}} \quad [ккал/м^2\ час \cdot град]. \qquad (12\text{-}6)$$

На рис. 12-3 представлена зависимость α для случая кипения воды в окисленных трубах по формуле (12-6).

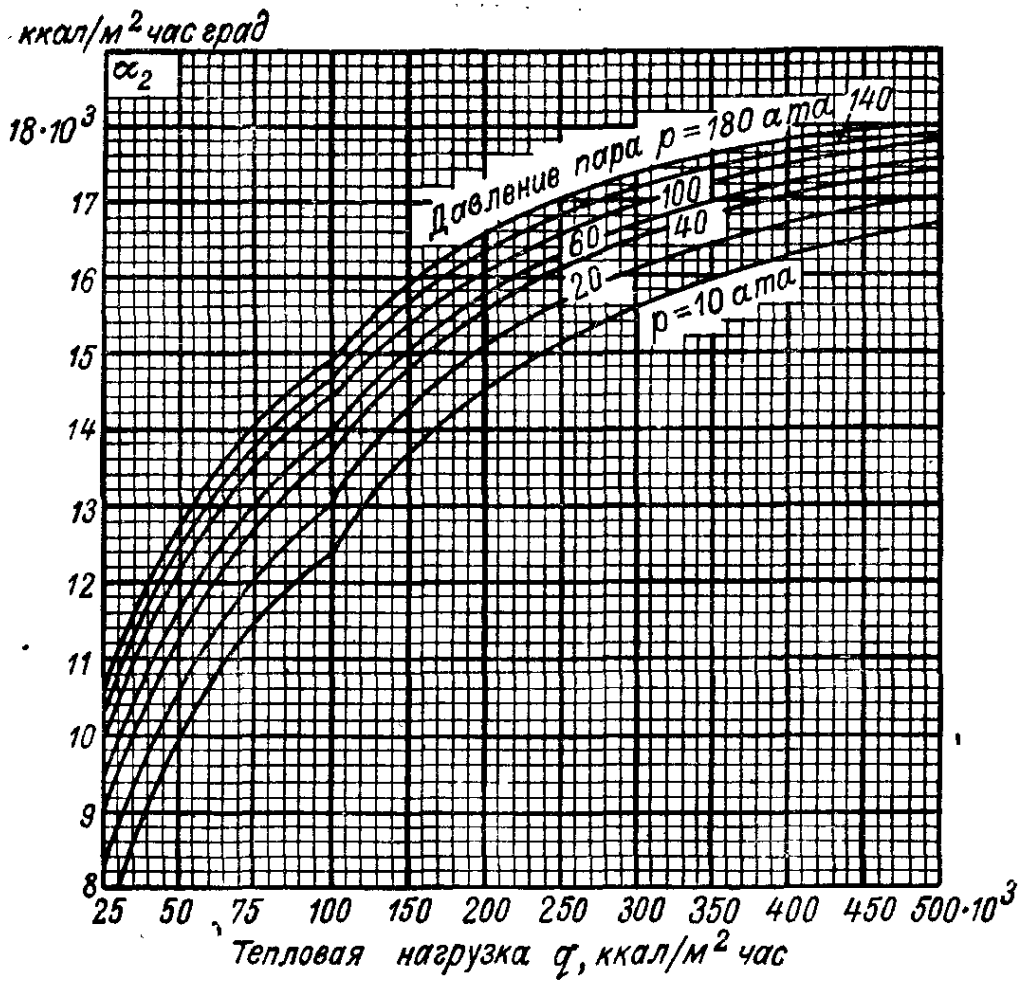


Рис. 12-3. Коэффициент теплоотдачи при кипении воды в окисленных стальных трубах

Теплоотдача при кипении жидкости на

№ п/п.	Жидкость	Интервал давлений *кГ/см²*	Интервал нагрузок *ккал/м²·час*	Характер поверхности
1	Вода	1,03—28	$1{,}2\cdot10^5 \div 6\cdot10^5$	Горизонтальная пластина
	»	28—71,4	$3\cdot10^5 \div 7{,}5\cdot10^5$	То же
2	»	0,09—1,03	$68\cdot10^3 \div 95\cdot10^3$	Горизонтальная труба
3	»	1,03	$2\cdot10^5 \div 1\cdot10^6$	Горизонтальные трубы гладкие, точеные
4	»	1,03—5,29	$8\cdot10^3 \div 65\cdot10^3$	Горизонтальная труба зачищенная
5	»	1,03—50	$16\cdot10^3 \div 73\cdot10^4$	Горизонтальная труба точеная
6	»	0,037—0,14	$7\cdot10^3 \div 35\cdot10^4$	Труба гладкая полированная
	»	0,14—1,56	$7\cdot10^3 \div 36\cdot10^3$	То же
7	»	1,03	$25\cdot10^3 \div 60\cdot10^3$	Труба зачищенная полированная
8	»	1,03—30	$5\cdot10^4 \div 1\cdot10^6$	Труба гладкая, точеная
	»	30—200	$1\cdot10^5 \div 1\cdot10^6$	То же
9	Спирт метиловый	0,08—1,42	$7\cdot10^3 \div 37\cdot10^3$	Труба гладкая, полированная
10	Спирт метиловый	1,03	$2{,}4\cdot10^3 \div 5\cdot10^4$	То же
11	Спирт этиловый	1,03—8,08	$2{,}5\cdot10^3 \div 65\cdot10^4$	Горизонтальная пластина
12	Спирт этиловый	1,03—15	$2\cdot10^4 \div 7\cdot10^5$	Труба гладкая, точеная
	То же	15—60	$5\cdot10^4 \div 7\cdot10^5$	То же
13	Спирт бутиловый, нормальный	0,17—0,54	$7\cdot10^3 \div 36\cdot10^3$	Труба гладкая, полированная
	То же	0,54—1,41	$7\cdot10^3 \div 36\cdot10^3$	То же
14	Пентан	1,55—29,17	$37\cdot10^3 \div 25\cdot10^4$	Горизонтальная пластина
15	Пентан 80%	4,15—15	$2{,}5\cdot10^3 \div 37\cdot10^4$	То же
	То же	15—29	$1{,}9\cdot10^3 \div 16\cdot10^4$	» »
16	Смесь { 33% пентана 67% пропана	17,93—32	$5\cdot10^4 \div 5\cdot10^5$	» »
17	Пропан	12—26,4	$24\cdot10^3 \div 36\cdot10^4$	» »
	»	26,4—33,3	$23\cdot10^3 \div 32\cdot10^4$	» »

Таблица 12-1

поверхности, погруженной в большой объем

Материал поверхности	Характер обогрева	Расчетная формула	Ссылка на литературу
Медь хромированная	Внешний электрический обогрев	$\alpha = 3q^{0,7}\,p^{0,18}$	[Л. 12-20]
То же	То же	$\alpha = 1,26q^{0,7}\,p^{0,44}$	[Л. 12 20]
» »	Обогрев паром	$\alpha = 10,3q^{0,62}\,p^{0,2}$	[Л. 12-19)
Сталь Я1Т, медь, алюминий	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 3q^{0,7}$	[Л. 12-2]
Латунь	Обогрев паром	$\alpha = 2,6q^{0,7}\,p^{0,4}$	[Л. 12-12]
Сталь Я1Т	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 3q^{0,7}\,p^{0,2}$	
Латунь	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 4,2q^{0,7}\,p^{0,3}$	[Л. 12-21]
»	То же	$\alpha = 4,9q^{0,7}\,p^{0,5}$	[Л. 12-21]
Медь	То же	$\alpha = 8,3q^{0,7}$	[Л. 12-22]
Сталь Я1Т	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 3q^{0,7}\,p^{0,17\lg p}$	[Л. 12-5]
То же	То же	$\alpha = 4,5q^{0,7}\,e^{0,01p}$	[Л. 12-5]
Латунь	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 2,6q^{0,7}\,p^{0,3}$	[Л. 12-21]
Латунь	То же	$\alpha = 3,15q^{0,7}$	[Л. 12-22]
Медь хромированная	Внешний электрический обогрев	$\alpha = 1,26q^{0,7}\,p^{0,52}$	[Л. 12-20]
Сталь Я1Т	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 2q^{0,7}\,p^{0,38\lg p}$	[Л. 12-5]
То же	То же	$\alpha = 4q^{0,7}\,e^{0,028p}$	[Л. 12-5]
Латунь	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 1,42q^{0,7}\,p^{0,23}$	[Л. 12-21]
»	То же	$\alpha = 1,76q^{0,7}\,p^{0,55}$	[Л. 12-21]
Медь хромированная	Внешний электрический обогрев	$\alpha = 1,22q^{0,7}\,p^{0,39}$	[Л. 12-20]
То же	То же	$\alpha = 1,9q^{0,7}\,p^{0,62}$	[Л. 12-20]
» »	» »	$\alpha = 0,53q^{0,7}\left(\frac{p}{4,15}\right)^{1,61}$	[Л. 12-20]
» »	» »	$\alpha = 1,07q^{0,7}\left(\frac{p}{17,93}\right)^{0,59}$	[Л. 12-20]
» »	» »	$\alpha = 2,75q^{0,7}\left(\frac{p}{12}\right)^{0,45}$	[Л. 12-20]
» »	» »	$\alpha = 1,28q^{0,7}\left(\frac{p}{12}\right)^{1,45}$	[Л. 12-20

№ п/п	Жидкость	Интервал давлений *кГ/см²*	Интервал нагрузок *ккал/м²·час*	Характер поверхности
18	Гептан 80%	0,46—15,1	$35 \cdot 10^3 \div 38 \cdot 10^4$	Горизонтальная пластина
19	Нормальный гептан	0,464—3,52	$22 \cdot 10^3 \div 32 \cdot 10^4$	То же
	То же	3,52—22,14	$38 \cdot 10^3 \div 38 \cdot 10^4$	» »
20	Бензол	1,03—10,0	$32 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^5$	» »
	»	10,0—30,0	$28 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^5$	» »
	»	30—45	$36 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^5$	» »
21	Бензол	1,03	$15 \cdot 10^3 \div 25 \cdot 10^4$	Труба
22	Четыреххлористый углерод	1,03	$2,5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$	Труба зачищенная, полированная
23	Керосин	1,03	$2,8 \cdot 10^3 \div 42 \cdot 10^3$	То же
24	Хлорнстый метилен	1,03	$15 \cdot 10^3 \div 25 \cdot 10^4$	Горизонтзльная труба
25	Магниевая амальгама ртути	1,03	$1 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$	То же
26	Магниевая амальгама ртути	1,03	$1 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$	Вертикальная труба
27	Фреон-11	1,03	$6 \cdot 10^3 \div 1 \cdot 10^5$	Труба
28	Фреон-12	1,03	$16 \cdot 10^3 \div 6 \cdot 10^4$	Гладкая труба
29	Фреон-12	0,703÷5,25	$18 \cdot 10^3 \div 85 \cdot 10^3$	То же
30	Фреон-12	0,703÷5,25	$18 \cdot 10^3 \div 45 \cdot 10^3$	Ребристая труба
		интервал температур t'' °C		
31	Керосин	185,5÷220	$7 \cdot 10^3 \div 36 \cdot 10^3$	Труба гладкая, полированная
32	Глицерин 26% по весу	56,7÷113,2	$7 \cdot 10^3 \div 36 \cdot 10^3$	То же
33	Тетрахлорметан	32,8÷86,0	$7 \cdot 10^3 \div 36 \cdot 10^3$	» »
34	Хлористый натрий 24% по весу	77,75—115,4	$7 \cdot 10^3 \div 37 \cdot 10^3$	Труба гладкая, полированная
35	Сернокислый натрий 10% по весу	51,1—110,5	$7 \cdot 10^3 \div 36 \cdot 10^3$	То же
36	Фреон-12	—30÷0	$2,5 \cdot 10^3 \div 11 \cdot 10^3$	Вертикальная труба
37	Аммиак	14—18	$4 \cdot 0^3 \div 24 \cdot 10^3$	То же

Примечания. 1. В процессе опытов [Л. 12-20] с углеводородами выпадал твер стенки. Опыты с водой (поз. 1) также проводились на загрязненной таким образом повер

2. В № 31 — 37 в графе „интервал давлений" даются значения температур насыще

3. Расчетные формулы получены, за небольшим исключением, путем построения кри

Продолжение табл. 12-1

Материал поверхности	Характер обогрева	Расчетная формула	Ссылка на литературу
Медь хромированная	Внешний электрический обогрев	$\alpha = 1{,}3q^{0,7}\ p^{0,36}$	[Л. 12-20]
То же	То же	$\alpha = 9{,}8q^{0,55}\ p^{0,24}$	[Л. 12-20]
»	» »	$\alpha = 7{,}2q^{0,55}\ p^{0,46}$	[Л. 12-20]
»	» »	$\alpha = q^{0,7}\ p^{0,4}$	[Л. 12-20]
»	» »	$\alpha = 0{,}26q^{0,7}\ p$	[Л. 12-20]
»	» »	$\alpha = 4{,}55 \cdot 10^{-5} q^{0,7}\ p^{3,54}$	[Л. 12-20]
Нейзильбер	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 1{,}414q^{0,7}$	[Л. 12-24]
Медь	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 2{,}27q^{0,7}$	[Л. 12-22]
»	То же	$\alpha = 2{,}82q^{0,7}$	[Л. 12-22]
Нейзильбер	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 0{,}5q^{0,8}$	[Л. 12-24]
Сталь Я1Т	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 3{,}7q^{0,7}$	[Л. 12-9]
То же	То же	$\alpha = 5{,}6q^{0,7}$	[Л. 12-9]
Нейзильбер	Непосредственный обогрев электрическим током	$\alpha = 5{,}8q^{0,6}$	[Л. 12-24]
Медь, сталь нержавеющая	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = (8{,}0 + 0{,}027t'')\ q^{0,6}$	[Л. 12-16]
Медь	Паровой обогрев	$\alpha = 2{,}86q^{0,7}$	[Л. 12-23]
»	То же	$\alpha = 11{,}33q^{0,6}$	[Л. 12-23]
Латунь	Внутренний обогрев электрическим нагревателем	$\alpha = 1{,}66q^{0,7}\left(\frac{t''}{185{,}5}\right)^{2,57}$	[Л. 12-21]
»	То же	$\alpha = 1{,}89q^{0,7}\left(\frac{t''}{56{,}7}\right)^{1,32}$	[Л. 12-21]
»	» »	$\alpha = 0{,}967q^{0,7}\left(\frac{t''}{32{,}8}\right)^{0,82}$	[Л. 12-21]
Латунь	» »	$\alpha = 1{,}58q^{0,7}\left(\frac{t''}{77{,}75}\right)^{2,1}$	[Л. 12-21]
»	» »	$\alpha = 1{,}81q^{0,7}\left(\frac{t''}{51{,}1}\right)^{1,3}$	[Л. 12-21]
Сталь	» »	$\alpha = 3{,}4q^{0,7}$	[Л. 12-7]
»	» »	$\alpha = 4{,}35q^{0,7}$	[Л. 12-7]

дый осадок, что изменяло шероховатость поверхности и термическое сопротивление хности.

ния, при которых проводились опыты.

вых по опытным точкам.

Таблица 12-2

Значения A и n в расчетной формуле (12-3) при кипении растворов LiBr и LiCl на горизонтальной трубе из стали Я1Т (ЦКТИ)

p кГ/см²	Раствор LiBr (бромистый литий)						Раствор LiCl (хлористый литий)					
	10%		25%		50%		10%		25%		50%	
	A	n	A	n	A	n	A	n	A	n	A	n
1,03	0,75	0,8	0,882	0,78	1,71	0,70	0,69	0,80	0,82	0,78	0,86	0,74
0,5	0,89	0,8	0,995	0,78	1,9	0,70	0,82	0,80	0,93	0,78	1,0	0,74
0,14	1,04	0,8	1,17	0,78	2,34	0,70	1,04	0,80	1,135	0,78	1,36	0,74

12-3. Теплоотдача при пузырьковом кипении в трубе

При кипении жидкости, текущей внутри трубы, в общем случае имеют место три зоны:

а) Зона от начала обогрева до сечения, в котором стенка трубы достигает температуры насыщения, соответствующей давлению в этом сечении. Длина этой зоны L_1 определяется по формуле (точной при $q = \text{const}$):

$$\frac{L_1}{D} = \frac{3600\, c'\gamma' w_0 (t''_{L_1} - t_1)}{4\bar{q}} - 10{,}4\,\mathrm{Pr}^{0,6}\left(\frac{w_0 D}{\nu'}\right)^{0,2}. \qquad (12\text{-}7)$$

б) Зона от начала обогрева до сечения, в котором жидкость уже полностью достигла температуры насыщения, соответствующей давлению в данном сечении. Длина этой зоны L_2 определяется формулой (точной при $q = \text{const}$):

$$\frac{L_2}{D} = \frac{3600 c'\gamma' w_0 (t''_{L_2} - t_1)}{4\bar{q}}. \qquad (12\text{-}8)$$

в) Зона развитого кипения.

В формулах (12-7) и (12-8)

D [*м*] — внутренний диаметр трубы;

w_0 [*м/сек*] — скорость жидкости во входном сечении трубы;

$\bar{q}$ [*ккал/м² час*] — средняя по трубе плотность теплового потока;

t_1, °С — температура жидкости при входе в трубу.

Температуры t''_{L_1} и t''_{L_2} определяются из формулы:

$$t''_{L_i} = t''_1 + 21{,}8\,\frac{\varsigma_{mp} T''_1 (\gamma' - \gamma'') w_0^2 L_i}{r\gamma'' D}, \qquad (12\text{-}9)$$

где t''_1, °С — температура насыщения (кипения) при давлении p_1 во входном сечении трубы ($T''_1 = 273 + t''_1$);

ς_{mp} — коэффициент гидравлического трения.

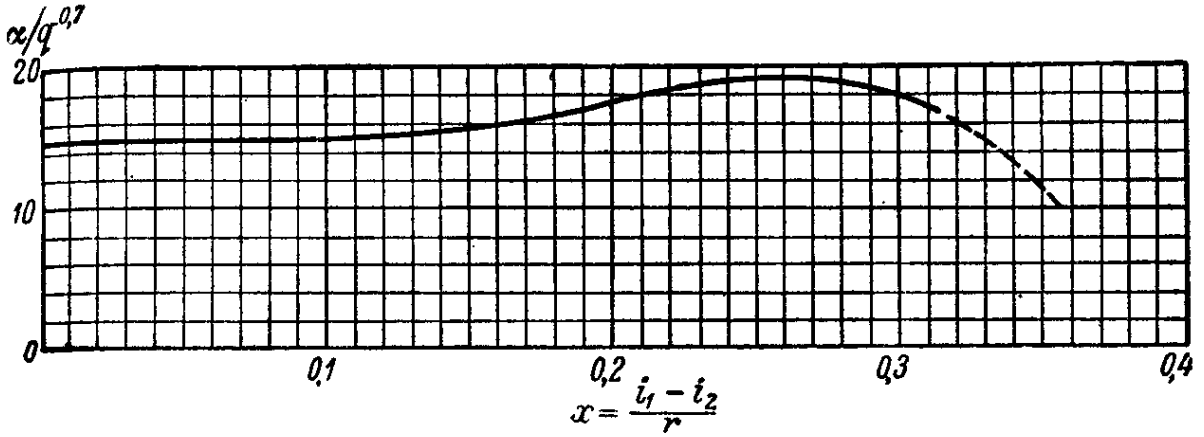


Рис. 12-4. Влияние паросодержания на теплоотдачу кипящей воды в трубе (p = = 170 *кГ/см²*, D = 8 *мм*) [Л. 12-2]

Для первой зоны теплоотдача рассчитывается по формулам гл. 7. Вторую зону целесообразно рассчитывать вместе с третьей по одним и тем же формулам, приведенным в двенадцатой главе.

Наличие организованного течения жидкости в трубе влияет на интенсивность теплоотдачи до тех пор, пока возмущения, вносимые процессом парообразования, не начинают играть решающей роли.

Практически *расчет рекомендуется вести по большему значению коэффициента теплоотдачи*, т. е. если для заданных условий коэффициент теплоотдачи $\alpha_{кон}$, определенный по формулам § 7-3 больше коэффициента теплоотдачи $\alpha_{кип}$, определенного по формуле (12-4) или по данным табл. 12-1, то принимается значение $\alpha = \alpha_{кон}$. Если же $\alpha_{кон} < \alpha_{кип}$, то принимается значение $\alpha = \alpha_{кип}$.

Кроме плотности теплового потока и давления, на величину $\alpha_{кип}$ также влияет и паросодержание потока. Однако, как это видно из данных, показанных на рис. 12-4, это влияние не очень велико [Л. 12-2]. Эти данные описываются формулой:

$$\alpha = 14q^{0,7}\left(1 + \frac{\gamma'}{\gamma''}\frac{\Delta i}{r}\right)^{0,4},$$

где Δi — разность теплосодержаний на входе и выходе из трубы;
r [*ккал/кг*] — теплота испарения;
γ', γ'' [*кг/м³*] — удельные веса жидкости и пара.

12-4. Переход от пузырькового кипения к пленочному в большом объеме жидкости

Величина первой критической плотности теплового потока[1] — $q_{кр1}$, при которой происходит переход от пузырькового режима кипения к пленочному, зависит от физических свойств жидкости, режима ее течения (скорость, паросодержание), недогрева ядра по-

[1] В американской литературе и некоторых советских работах величина $q_{кр1}$ обозначается q_{max}, а величина $q_{кр2}$ обозначается q_{min}.

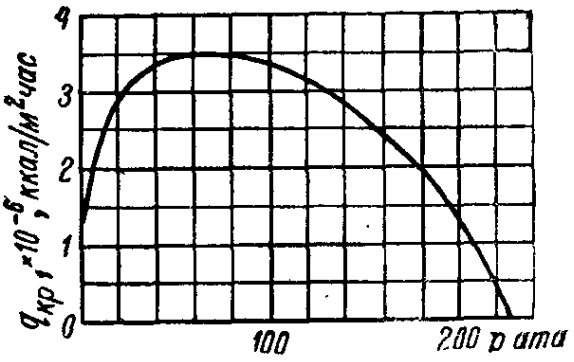


Рис. 12-5. Зависимость критической тепловой нагрузки от давления при кипении на горизонтальной поверхности, погруженной в большой объем воды

тока до температуры насыщения $\vartheta = (t'' - \bar{t})$, состояния и ориентации поверхности нагрева.

На шероховатой поверхности $q_{кр1}$ больше, чем на гладких вертикальных или обращенных вверх горизонтальных поверхностях нагрева, а на поверхности, тормозящей отвод пара (горизонтальная пластина или труба, от нижней части которых отвод пара затруднен) $q_{кр1}$ меньше.

В настоящее время наиболее полно (хотя все же еще недостаточно подробно) изучен кризис кипения при свободной конвекции в большом объеме жидкости.

Кризис в механизме кипения имеет в основном гидродинамическую природу, т. е. *является следствием нарушения гидродинамической устойчивости ранее существовавшей структуры кипящего граничного слоя.*

Для жидкостей, хорошо смачивающих поверхность нагрева, при $t' = t''$ можно пользоваться формулой, полученной при обработке опытов по кипению в большом объеме жидкости [Л. 12-3, 12-10]:

$$q_{кр1} = 1470\, r\gamma''^{0,5} [\sigma(\gamma' - \gamma'')]^{0,25} \left\{1 + 30 \left[\frac{g\mu'^2(\gamma' - \gamma'')^{0,5}}{\gamma' \sigma^{3/2}}\right]^{0,4}\right\}. \tag{12-10}$$

Эта формула проверена по опытам на воде и ряде органических жидкостей в интервале изменения определяющего критерия:

$$\frac{g\mu'^2(\gamma' - \gamma'')^{0,5}}{\gamma'\, \sigma^{3/2}} \text{ от } 10^{-3} \text{ до } 10^{-7}.$$

Характер зависимости $q_{кр1}$ от давления в жидкости, полностью догретой до температуры насыщения [Л. 12-6], показан на рис. 12-5. Максимальное значение критической плотности теплового потока имеет место при давлениях порядка 0,25 — 0,33 от критического (в термодинамическом смысле) давления $p_{кр}$.

Для сжиженных газов (CO_2, O_2, N_2) на технических поверхностях нагрева $q_{кр1}$ меньше рассчитанного по формуле (12-10) примерно в два раза. Для магниевой амальгамы ртути опытные данные [Л. 12-9] приведены на рис. 12-6.

При $\bar{t} < t''$ ($\vartheta > 0$) величина $q_{кр1}$ повышается, так как конденсация пара в холодном ядре потока способствует повышению устойчивости кипящего граничного слоя. По опытам с рядом жидкостей:

$$(q_{кр1})_\vartheta = (q_{кр1})_{\vartheta=0} \cdot \left[1 + 0{,}065 \left(\frac{\gamma'}{\gamma''}\right)^{0,8} \frac{c'\vartheta}{r}\right], \tag{12-11}$$

где $\vartheta = t'' - \bar{t}$.

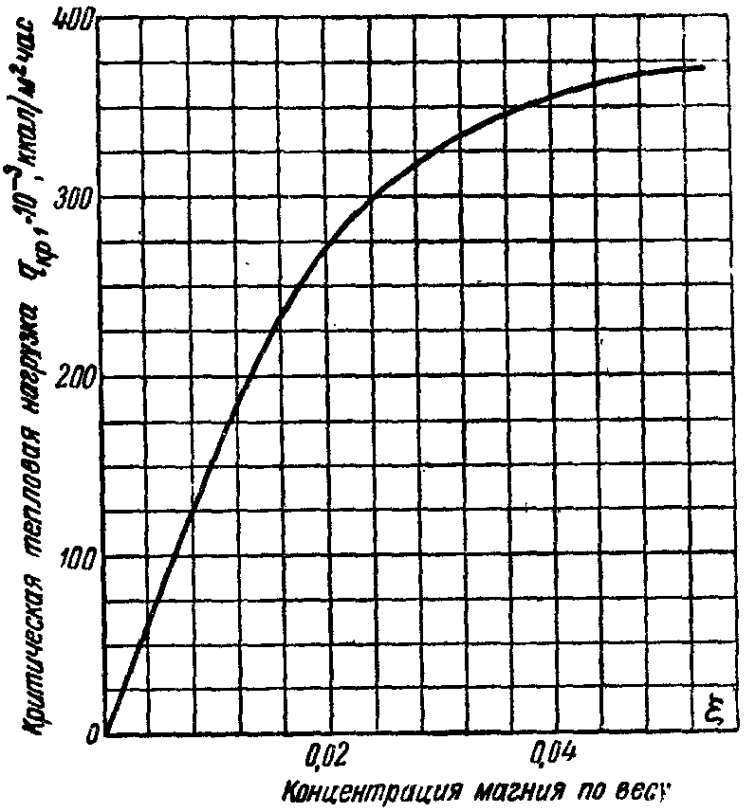


Рис. 12-6. Влияние добавок магния на прекращение пузырькового кипения магниевой амальгамы ртути в большом объеме

12-5. Переход от пленочного кипения к пузырьковому в большом объеме жидкости

Величина второй критической плотности теплового потока — $q_{кр2}$, при которой происходит переход от пленочного режима кипения к пузырьковому, зависит в основном от тех же факторов, что и велнчина $q_{кр1}$.

В первом приближении из гидродинамической теории крнзисов следует [Л. 12-10], что

$$\frac{q_{кр2}}{q_{кр1}} = \text{const}.$$

Согласно имеющемуся огранпченному числу опытных данных, при свободной конвекции в большом объеме полностью прогретой жидкости (в том числе и сжиженных O_2 и N_2)

$$q_{кр2} = 300r\,\gamma''^{0,5}\,[\sigma\,(\gamma' - \gamma'')]^{0,25}. \qquad (12\text{-}12)$$

12-6. Переход от пузырькового кипения к пленочному при течении жидкости в трубе

При кипении в трубах перегрев стенок прироста тепловой нагрузки может происходить как вследствие обычного перехода от пузырькового кипения к пленочному, так и вследствие высыхання

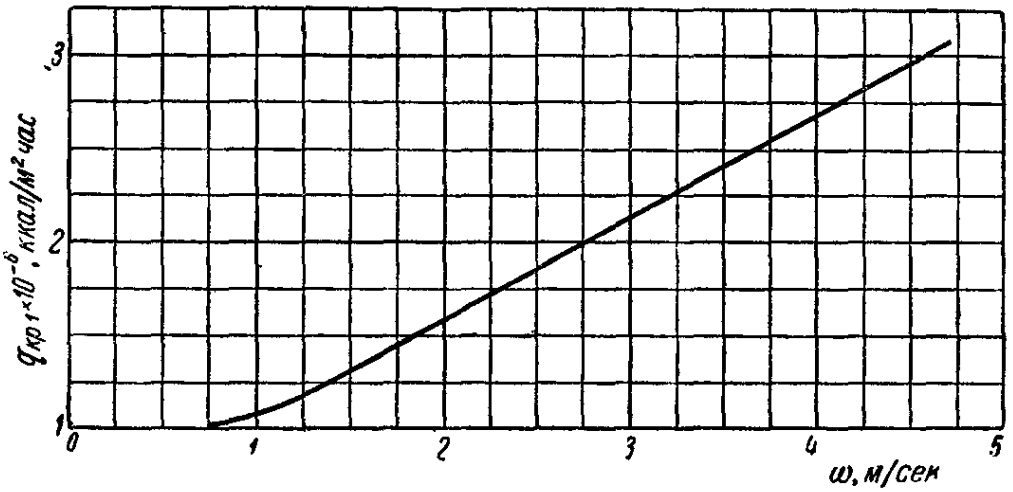


Рис. 12-7. Влияние скорости набегающего потока на величину критической тепловой нагрузки при кипении в трубе, по опытам с водой, кипящей на проволочках, расположенных по оси трубы, $p = 1 кГ/см^2$ [Л. 12-14]

жидкой пленки, смачивающей трубу. Последнее имеет место при больших паросодержаннях потока; при высыхании смачивающей стенку пленки часть жидкости продолжает двигаться в виде капель в потоке пара. В области околокритических давлений (для воды $p_{кр} = 225$ *ата*) явление кризиса кипения вырождается [Л. 12-6] и разогрев трубы происходит более или менее постепенно с увеличением тепловой нагрузки.

На величину $q_{кр1}$ влияют давление, скорость течения жидкости, паросодержание потока или недогрев потока до температуры насыщения, форма и линейные размеры канала.

Влияние всех этих факторов еще мало изучено.

На рис. 12-7, 12-8 и 12-9 приведены экспериментальные

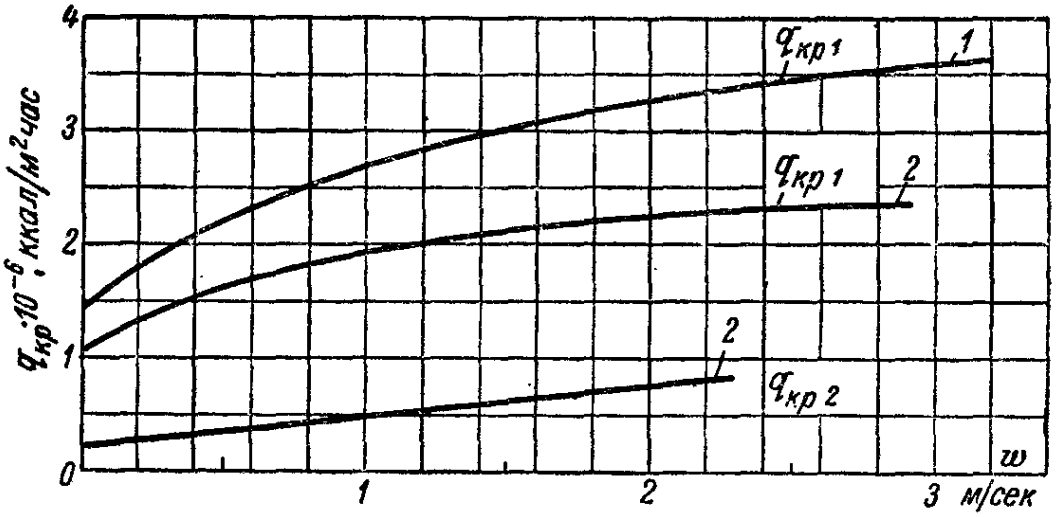


Рис. 12-8. То же, что рис. 12-7, по опытам с водой, кипящей на графитовых поверхностях, $p = 1{,}03 кГ/см^2$ [Л. 12-11]:

1) $t_{ж} = 85°$ С; *2)* $t_{ж} = 100°$ С. В опытах по определению $q_{кр\,1}$ по оси трубы были расположены графитовые пластинки шириной 4 — 6 *мм*, в опытах по определению $q_{кр\,2}$ — графитовые цилиндры; $d = 2{,}2$ *мм*

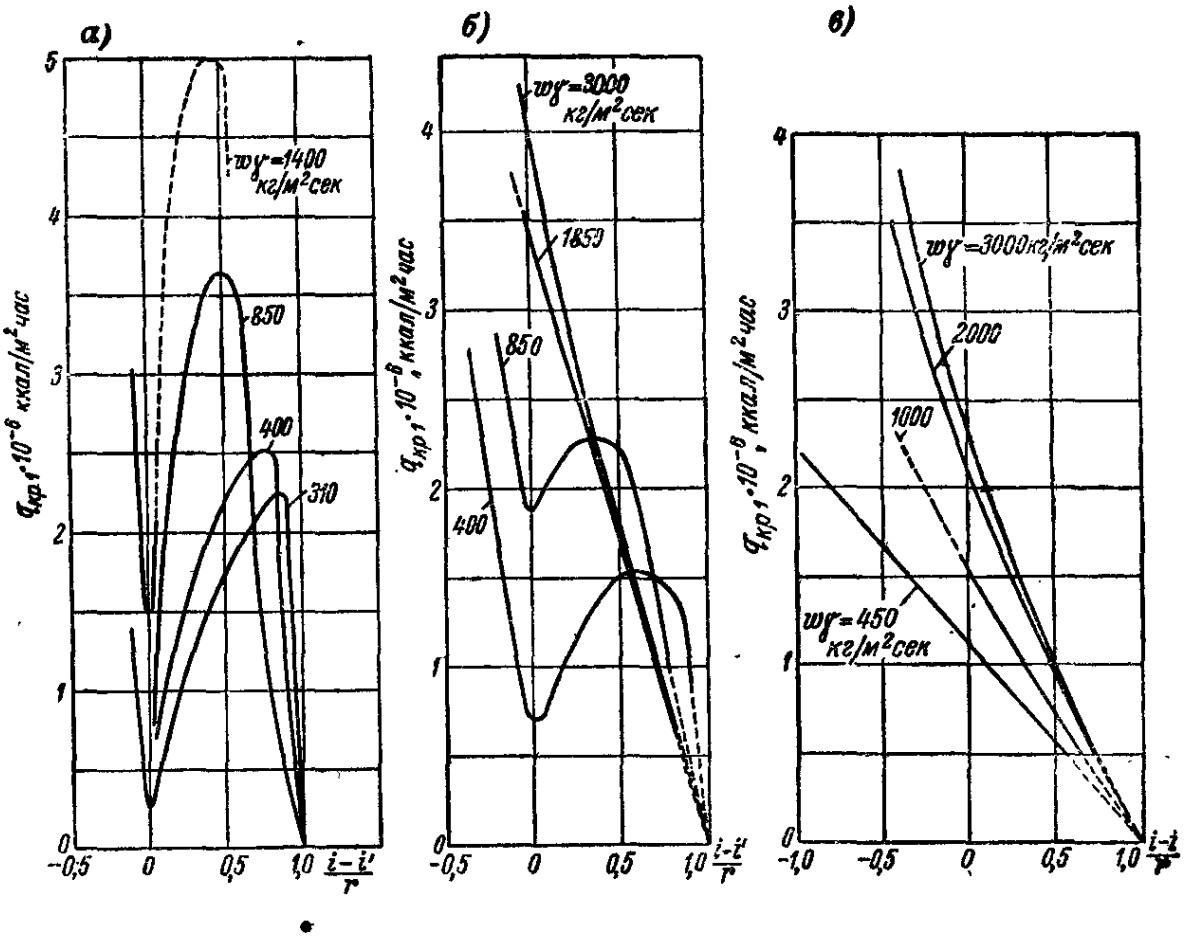


Рис. 12-9. Зависимость критической тепловой нагрузки для воды при кипении в трубе от давления, весовой скорости и относительной разности энтальпий воды (смеси) и кипящей воды: *а*) $p = 26$ *ата*; *б*) $p = 100$ *ата*; *в*) $p = 180$ *ата*

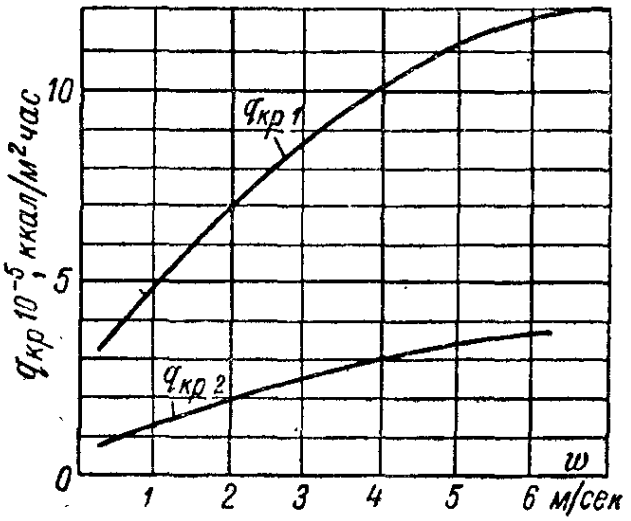


Рис. 12-10. Влияние скорости набегающего потока при кипении в трубе изопропилового спирта [Л. 12-15]

зависимости, которые могут служить для ориентировочной оценки величины $q_{кр1}$ при течении воды, на рис. 12-10 — для спирта.

На рис. 12-8 и 12-10 показано, что в первом приближении отношение $q_{кр1}/q_{кр2}$ остается постоянным при скоростях течения 1 — 3 *м/сек*.

Первую критическую плотность теплового потока при течении маловязкой жидкости (вода, спирт и т. п.) в трубе и щелевом канале можно рассчитывать по формуле [Л. 12-25]:

$$q_{кр1} = Ar\gamma''^{\,0,5}[\sigma(\gamma'-\gamma'')]^{0,25}\left[w_0'\left(\frac{\gamma'-\gamma''}{g^2\sigma}\right)^{0,25}\right]^m \times$$

$$\times\left[1+B\left(\frac{\gamma'}{\gamma''}\right)^n\frac{c\vartheta}{r}\right]. \qquad (12\text{-}13)$$

По данным опытов [Л. 12-26, 12-25, 12-11] для течения в кольцевой щели с равномерно обогреваемым внутренним стержнем при ширине щели $\delta \geqslant \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma'-\gamma''}}$ значение $A = 960$, $B = 0{,}057$, $m = 0{,}5$, $n = 0{,}8$; по данным опытов [Л. 12-27, 12-28] для равномерно обогреваемой круглой трубы $A = 260$, $B = 0{,}45$, $m = 0{,}5$, $n = 0{,}85$.

О влиянии $\frac{L}{D}$ см. [Л. 12-30]; о влиянии неравномерности обогрева по периметру трубы см. [Л. 12-29].

12-7. Испарение жидкости, свободно растекающейся по поверхности нагрева

На рис. 12-11 показан характер зависимости времени испарения капли жидкости от температуры поверхности нагрева, на которую она опущена.

Первая критическая температура соответствует прекращению пузырькового кипения в растекающейся капле и формированию капли в сфероид (начало возникновения сфероидального состояния жидкости). Вторая критическая температура соответствует полному от-

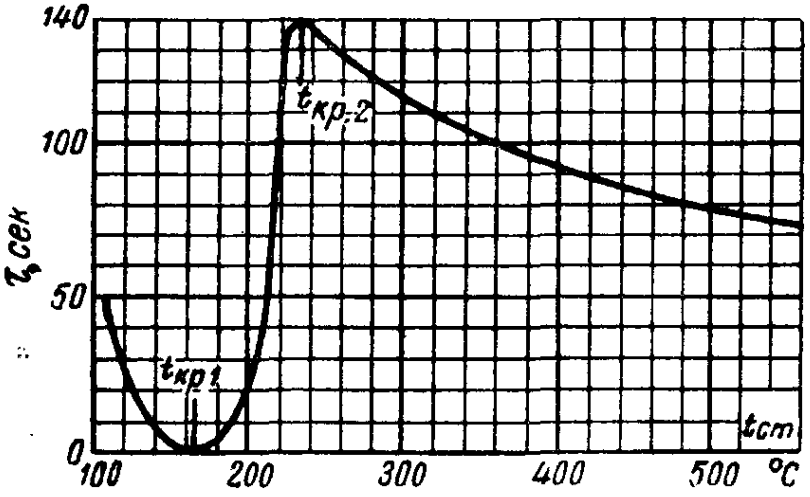


Рис. 12-11. Зависимость времени испарения капли воды ($V = 0{,}0465$ *см*³) от температуры поверхности нагрева

делению сфероида (капли) от поверхности нагрева (наступление чисто сфероидального состояния) см. табл. 12-3. Сфероид поддерживается во взвешенном состоянии за счет истечения пара в щели между ним и поверхностью нагрева.

Таблица 12-3

Значения второй критической температуры $t_{кр\,2}$ для различных жидкостей по опытам, проведенным с каплями на воздухе при атмосферном давлении

Жидкость	$t_{кр\,2}$ °С	t'', °С при p = 1 *ата*	Жидкость	$t_{кр\,2}$ °С	t'', °С при p = 1 *ата*
Вода	250	100	Нитробензол	330	20
Метиловый спирт . .	180	65	Толуилин	315	198
Этиленгликоль . . .	340	197	Хлороформ	145	61,5
Пропиловый спирт . .	190	97	Этиловый спирт . . .	170	78,4
Изоаллиловый спирт .	230	130	Четыреххлористый углерод	200	78,0
Бензол	175	80,6			

Если исходная температура жидкости t меньше t'', критические температуры несколько возрастают.

Время испарения небольших капель, находящихся в чисто сфероидальном состоянии, может быть рассчитано по обобщенному графику на рис. 12-12. Кривая справедлива для мелких капель, близких по форме к сферическим [Л. 12-4], характеризуемых условием

$$V_0\left(\frac{\gamma'-\gamma''}{\sigma'}\right)\leqslant 15.$$

Теплоотдача при испарении более крупных навесок жидкости

$$15<V_0\left(\frac{\gamma'-\gamma''}{\sigma'}\right)^{3/2}<200$$

(так называемые плоские сфероиды) может рассчитываться по формуле:

$$\alpha=97\left(\frac{r\lambda''}{\Delta t}\right)^{1/2}(\gamma'\gamma'')^{1/4}\frac{\delta^{1/2}}{V_0^{1/4}}. \qquad (12\text{-}14)$$

Толщина сфероида δ [*м*], в интервале $15<V_0\left(\frac{\gamma'-\gamma''}{\sigma}\right)^{3/2}<200$ определяется из условия $\delta^2\frac{\gamma'}{\sigma'}=6$.

При бо́льших размерах сфероидов пар прорывается через толщу жидкости. В этом случае коэффициент теплоотдачи не зависит от линейного размера и может рассчитываться по формуле:

$$\alpha\approx 8\lambda''\left(\frac{c''\Delta t}{r}\right)^{-0,6}\left(\frac{\gamma'-\gamma''}{\sigma'}\right)^{0,5}. \qquad (12\text{-}15)$$

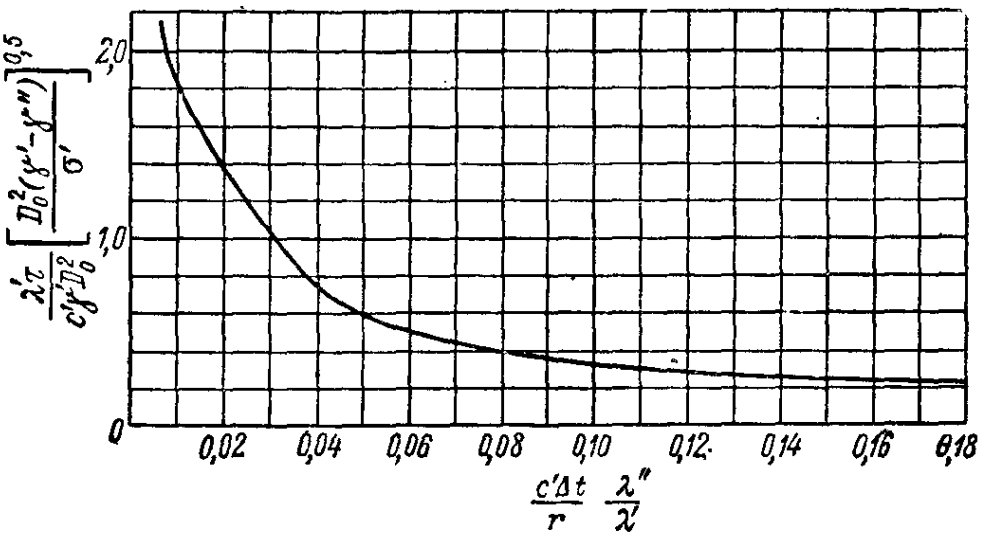


Рис. 12-12. Обобщенный график для расчета времени испарения мелких капель при чисто сфероидальном состоянии ($t_{ст} > t_{кр\,2}$)

Эта формула проверена в интервале значений $0{,}2 < \frac{c''\Delta t}{r} < 2{,}4$.

В формулах (12-14) и (12-15) и на рис. 12-13 λ'', c'', γ'' отнесены к средней температуре между температурой поверхности нагрева и температурой насыщенного пара; V_0—объем сфероида [$м^3$]; D_0—диаметр капли; $\Delta t = t_{ст} - t''$ — разность температур поверхности нагрева и насыщения.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ ИСПАРЕНИИ, ПЛАВЛЕНИИ И ЗАТВЕРДЕВАНИИ

13-1. Испарительное охлаждение жидкости

Испарительным охлаждением называется процесс понижения температуры жидкости, находящейся в непосредственном контакте с газовой (или паро-газовой) средой, происходящий вследствие следующих трех различных по физической природе процессов [Л. 13-2]:

а) теплоотдачи соприкосновением, т. е. переноса тепла теплопроводностью и конвекцией;

б) теплоотдачи излучением;

в) поверхностного испарения жидкости, т. е. превращения части жидкости в пар и переноса вещества (пара) путем диффузии и конвекции.

Испарение со свободной поверхности жидкости при температуре, меньшей чем температура кипения (насыщения), возникает тогда, когда парциальное давление пара у поверхности жидкости p'' [ama] (принимаемое равным давлению насыщения при температуре этой поверхности) больше парциального давления пара $p_п$ [ama] в основной массе (ядре потока) влажной, т. е. содержащей пар, газовой среды.

Поток массы с единицы площади поверхности жидкости определяется расчетной формулой:

$$g_n = \beta_p (p'' - p_n) \ [кг/м^2 час], \tag{13-1}$$

где β_p $[кг/м^2 ат \cdot час]$ — коэффициент массоотдачи, аналогичный по своему физическому смыслу коэффициенту теплоотдачи в теории теплообмена.

На испарение затрачивается количество теплоты

$$q_\beta = r g_n \ [ккал/м^2 час]. \tag{13-2}$$

Общее количество теплоты, отдаваемое жидкостью,

$$q = q_\beta \pm q_\alpha, \tag{13-3}$$

где q_α — тепловой поток, возникающий вследствие теплоотдачи.

Знак плюс берется в том случае, когда температура поверхности жидкости t_1 больше температуры ядра паро-газовой смеси t_0; знак минус — когда $t_1 < t_0$.

Возникающий при испарительном охлаждении поток вещества (массы) влияет на движение в пограничном слое паро-газовой смеси, а также на распределение в пограничном слое температур и парциальных давлений пара. Поэтому изменение удельного потока вещества отражается на значениях коэффициента теплоотдачи α и массоотдачи β_p. В технических расчетах испарительного охлаждения воды, многих случаев сушки, неизогермической абсорбции и т. п. это влияние потока вещества на α и β_p можно обычно не учитывать.

13-2. Свойства влажного воздуха

Давление влажного воздуха (т. е. барометрическое давление) равно сумме парциальных давлений сухого воздуха $p_в$ и пара $p_п$:

$$p_Б = p_в + p_п \ [ата]. \tag{13-4}$$

Относительная влажность воздуха φ равна отношению веса $\gamma_п$ водяного пара, заключенного в 1 $м^3$ смеси, к наибольшему его количеству, которое может содержаться в этом объеме, т. е. для смеси с $t < 100°$ С к удельному весу пара $\gamma''_п$ при температуре насыщения $t'' = t$.[1]

По закону Клапейрона

$$\frac{p_в}{\gamma_в} = 29{,}27 \cdot 10^{-4} T; \tag{13-5}$$

$$\frac{p_п}{\gamma_п} = 47{,}06 \cdot 10^{-4} T, \tag{13-6}$$

где T — абсолютная температура смеси.

[1] Часто влагосодержание выражается в *г/кг* и обозначается при этом буквой *d*.

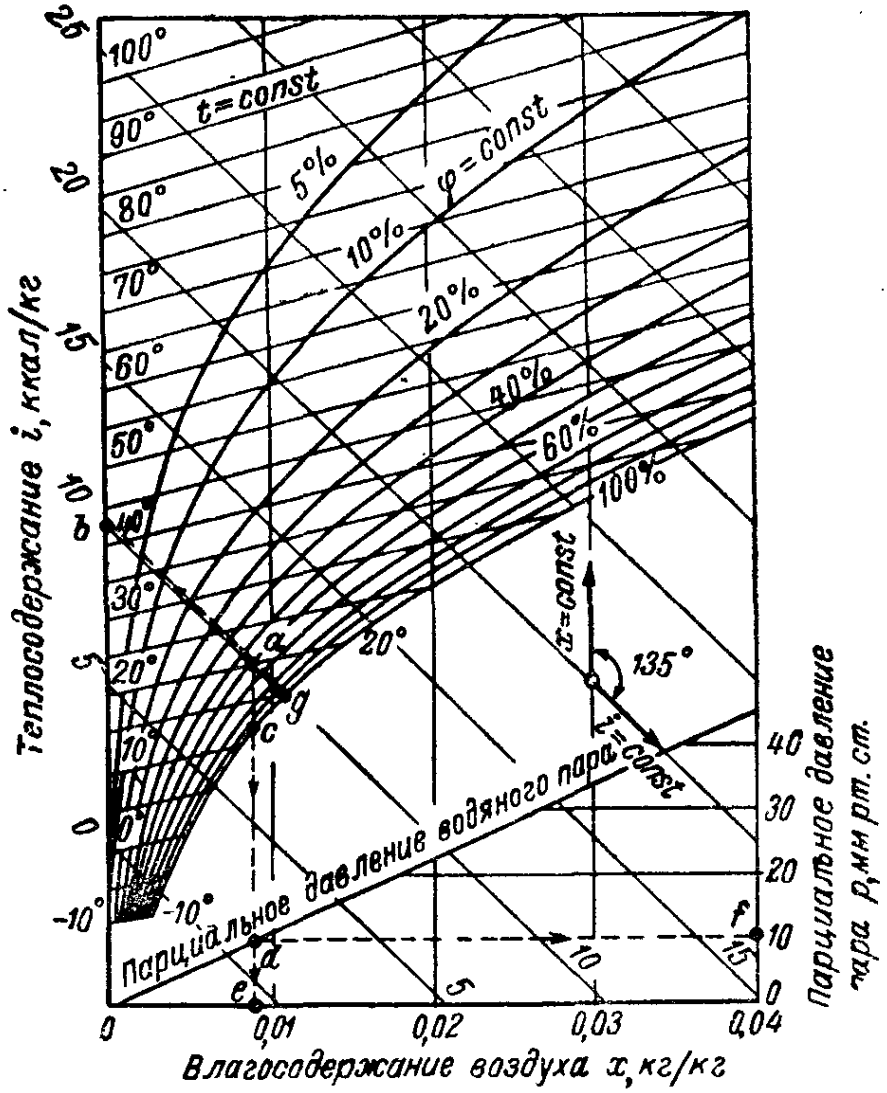


Рис. 13-1. Диаграмма i-x для влажного воздуха

Отсюда $\varphi = \dfrac{\gamma_n}{\gamma_n''} = \dfrac{p_n}{p_n''}$, где p_n'' — давление насыщения при температуре t.

Влагосодержание воздуха x равно отношению веса водяного пара к весу содержащегося в том же объеме сухого воздуха, т. е.

$$x = \frac{\gamma_n}{\gamma_в} = 0{,}622\,\frac{p_n}{p_в} = 0{,}622\,\frac{p_n}{p_Б - p_n} = 0{,}622\,\frac{\varphi p_n''}{p_Б - \varphi p_n''}. \qquad (13\text{-}7)$$

Часто влагосодержание выражается в $г/кг$ и обозначается d. Очевидно, $d = 1000\ x$.

Удельный вес влажного воздуха

$$\gamma_{вл} = \gamma_в + \gamma_n = \frac{p_Б - \varphi p_n''}{29{,}27T}\,10^4 + \varphi\gamma_n''. \qquad (13\text{-}8)$$

Энтальпия влажного воздуха (отнесенная к 1 *кг* сухого воздуха)

$$i_{вл} = i_в + x i_п \ [ккал/кг]. \qquad (13\text{-}9)$$

На рис. 13-1 приведена диаграмма для определения термодинамических параметров влажного воздуха [Л. 13-11].

13-3. Связь между коэффициентами тепло- и массоотдачи

В общем случае системы дифференциальных уравнений распространения тепла и вещества построены не одинаково. Кроме того, гидродинамические условия и условия на границе раздела для этих процессов также различны [Л. 13-2, 13-9].

Аналогия (приближенная) между процессами тепло- и массоотдачи имеет место только при соблюдении следующих условий:

а) сравниваемые системы геометрически подобны;

б) выполняется условие

$$a = D_p R_п T, \qquad (13\text{-}9)$$

где a [$м^2/час$] — коэффициент температуропроводности;

D_p [$м/час$] — коэффициент диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления рассматриваемого компонента смеси;

$R_п$ — газовая постояниая этого компонента;

в) парциальиое давление диффундирующего вещества мало по сравнению с общим давлением смеси, что позволяет пренебрегать влиянием потока вещества $g_п$ на распределенне скоростей, температур и парциальных давлений в пограничном слое и отличием от единицы отношения $\frac{p_Б}{p_в}$ в уравнениях диффузии;

г) граничные условия подобны, т. е. имеет место одинаковое распределение в начальных сечениях, а также на границах потоков, скоростей и отиосительиых значений температур и парциальных давлений.

Эти условия приближенно выполняются при расчетах испарительного охлаждения воды в атмосферных условиях.

При выполнении условий аналогии между процессами тепло- и массообмена коэффициеиты массоотдачи β_p и теплоотдачи α связаны простым условием:

$$\frac{\alpha}{\beta_p} = \gamma c R_п T, \qquad (13\text{-}10)$$

где γ, c — удельный вес и удельная теплоемкость смеси.

Для обычных условий охладителей циркуляционной воды

$$\frac{\alpha}{\beta_p} = 0{,}33 \div 0{,}35 \ ккал \cdot ата/кг \cdot град. \qquad (13\text{-}11)$$

Когда охлаждаемая жидкость находится в контакте с паро-газовой смесью, содержащей большое количество пара (парциальное давление последнего достаточно велико сравнительно с общим давлением смеси), коэффициент массоотдачи β_p заметно растет, а коэффициент теплоотдачи α, напротив, понижается, вследствие чего отношение $\frac{\alpha}{\beta_p}$ оказывается в 3–5 и более раз ниже указанного.

Подробнее расчеты испарительного охлаждения воды см. [Л. 13-2]. Расчеты процессов сушки см. [Л. 13-9, 13-10, 13-13, 13-14].

13-4. Теоретический предел охлаждения

При испарительном охлаждении температура жидкости может быть понижена до значения меньшего, чем температура паро-газовой среды, с которой соприкасается жидкость. Предел охлаждения жидкости достигается при условиях, когда все тепло, отдаваемое газом жидкости, будет расходоваться на ее испарение, т. е. вновь возвращаться в газ с паром. Процесс, происходящий при таких условиях, называется адиабатическим испарением.

При адиабатическом испарении жидкости, соприкасающейся с неограниченным потоком газа более высокой температуры, ее температура ϑ (температура мокрого термометра) определяется из уравнения:

$$\alpha(t_0 - \vartheta) = r\beta_p (p''_{n,\vartheta} - p_n), \tag{13-12}$$

где t_0 — температура воздуха;

$p''_{n,\vartheta}$ — давление насыщения при температуре ϑ.

При соприкосновении ограниченных количеств жидкости с температурой t и газа с энтальпией i, помещенных в некоторый замкнутый сосуд, равновесное состояние достигается при температуре t_p, определяемой из условия неизменности энтальпии системы жидкость — влажный газ, т. е. из уравнения:

$$Gct + G_в i = (G - \Delta G)\, ct_p + G_в i''_p. \tag{13-13}$$

Здесь $\Delta G = G_в (x''_p - x)$ — количество испарившейся жидкости в *кг*;

i''_p и x''_p — энтальпия и влагосодержание насыщенного влажного газа при равновесной температуре (i''_p, как и i, отнесена к 1 *кг* сухого воздуха).

Если процесс испарения в замкнутом сосуде происходит адиабатически, т. е. только за счет тепла влажного газа, то равновесие наступает при температуре

$$t_{ад} = \frac{i''_{ад} - i}{c\,(x''_{ад} - x)}. \tag{13-14}$$

Для воды можно принять $c = 1$.

Величина $t_{ад}$ называется температурой адиабатического насыщения газа, или физическим пределом охлаждения.

Для обычных условий испарения воды в атмосферный воздух температура адиабатического испарения (мокрого термометра) ϑ и температура адиабатического насыщения газа $t_{ад}$ мало различаются по своей величине, что используется при определении ϑ с помощью i—x-диаграммы влажного воздуха.

13-5. Теплопередача при плавлении и затвердевании

Процесс теплопередачи при плавлении и затвердевании определяется условиями теплообмена в жидкой и твердой фазах, а также условиями на ограждающих поверхностях системы. Общая постановка проблемы та же, что и при конденсации и кипении.

При этом в критерии $K = \frac{r}{c\Delta t}$ под r подразумевается теплота плавления [Л. 13-7].

Наиболее простым случаем является процесс плавления твердого тела в перегретом относительно температуры плавления расплаве того же вещества.

Для шаров и цилиндров, имеющих начальную температуру, близкую к температуре плавления, время плавления определяется эмпирической формулой [Л. 13-12]:

$$\frac{F_0}{K}\overline{Nu} = 0{,}3. \qquad (13\text{-}15)$$

Здесь $\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha}D}{\lambda}$ — среднее за процесс значение числа Нуссельта;

$F_0 = \frac{a\tau}{D^2}$, где τ — время полного расплавления тела;

$K = \frac{r}{c(\bar{t} - t')}$, где r — теплота плавления, $\bar{t}$ — средняя температура жидкой фазы (расплава) и t' — температура плавления.

Физические характеристики в данном случае относятся к жидкой фазе.

По вопросам образования и таяния льда см. [Л. 13-1, 13-3, 13-5, 13-7, 13-8, 13-12]; по вопросам теплопередачи в литейном деле см. [Л. 13-4, 13-6].

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

ИЗЛУЧЕНИЕ

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

14-1. Основные понятия и определения

Тепловое излучение связано с внутриатомными процессами, обусловленными температурными влияниями, в результате которых теплота переходит в лучистую энергию. Лучистая энергия может поглощаться другими телами и вновь траисформироваться в теплоту.

Передача тепла излучением может происходить как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра. Видимая область спектра охватывает волны длиной от 0,4 до 0,76 *мкн*, а инфракрасная — от 0,76 до 420 *мкн*.

Инфракрасная область спектра состоит из ближней инфракрасной области с длинами волн от 0,76 до 15 *мкн*, средней инфракрасной области — от 15 до 100 *мкн* и далекой инфракрасной области — от 100 до 420 *мкн*. При встречающихся в теплотехнической практике температурах основная доля лучистой энергии приходится на длины волн от 0,76 до 15 *мкн*, т. е. лежит в ближней инфракрасной области. Излучение в видимой области спектра имеет существенное зиачение только при очень высоких температурах. Различают монохроматическое и интегральное излучение.

Монохроматическим называется излучение в узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$. Все величины, описывающие моиохроматическое излучение, относятся к интервалу длин волн $d\lambda$ и обозначаются индексом λ.

Интегральным называется суммарное излучение во всем интервале длин волн от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$.

При расчетах излучения используются понятия о лучистом потоке Q, энергии E и интенсивности излучения I_λ, которые могут относиться как к полусферическому излучеиию, так и к излучеиию в заданном направлении.

Полусферическим лучистым потоком называется полное количество эиергии, излучаемое элементом поверхности dF в полупространство в единицу времени:

$$dQ = E dF \ [ккал/час].$$

Эта величина характеризует мощиость излучателя.

Энергией полусферического излучения E [*ккал/м² час*] называется количество энергии, излучаемое телом с

единицы поверхности в единицу времени. Эта величина представляет собой полусферический лучистый поток с единицы поверхности и характеризует удельную мощность излучателя.

Интенсивностью полусферического излучения обычно называют спектральную интенсивность излучения, т. е. энергию монохроматического полусферического излучения, отнесенную к рассматриваемому интервалу длин волн:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} \quad [ккал/м^3\ час].$$

Эта величина определяет монохроматический удельный лучистый поток, характеризующий спектральиую удельную мощность излучателя.

Угловой плотностью излучения иазывается отиошение элементарного лучистого потока dq [*ккал/час*], посылаемого в данном направлении площадкой dF в пределах телесного угла $d\omega$, к величине этого телесиого угла:

$$i = \frac{dq}{d\omega} \quad [ккал/стерад \cdot час].$$

Полусферический лучистый поток dQ связан с элемеитарным лучистым потоком соотношением:

$$dQ = \int_{2\pi} dq.$$

Калорической яркостью называется отношение угловой плотности излучения i к проекции площадки dF на плоскость, перпендикулярную иаправлению излучения:

$$b = \frac{i}{dF_n} \quad [ккал/стерад \cdot час \cdot м^2].$$

Для диффузного излучения калорическая яркость связана с энергией полусферического излучения соотиошением:

$$b = \frac{E}{\pi}.$$

Для монохроматического излучения имеют место аналогичные соотношения между спектральными величинами.

Попадая на какие-либо тела, тепловое излучение может поглощаться, отражаться и пропускаться этими телами.

Коэффициентом поглощения называется отношение поглощеиной телом лучистой энергии к падающей энергии:

$$a = \frac{E_{погл}}{E_{пад}},$$

Коэффициентом отражения называется отношение отраженной телом лучистой энергии к падающей энергии:

$$r = \frac{E_{отр}}{E_{пад}}.$$

Коэффициентом пропускания называется отношение прошедшей через тело лучистой энергии к падающей энергии

$$d = \frac{E_{проп}}{E_{пад}}.$$

В общем случае

$$a + r + d = 1;$$

для непрозрачных тел

$$d = 0 \text{ и } a + r = 1;$$

для абсолютно черного тела

$$r = d = 0 \text{ и } a = 1;$$

для абсолютно белого тела

$$a = d = 0 \text{ и } r = 1.$$

14-2. Основные закономерности излучения абсолютно черного тела

Абсолютно черным называется тело, которое полностью поглощает все падающие на него лучи.

В природе таких тел не существует, однако различные тела в той или иной мере могут по своей поглощательной способности приближаться к абсолютно черному телу. Физической моделью абсолютно черного тела является большая равномерно нагретая полость с малым выходным отверстием. Абсолютно черное тело обладает наибольшей излучательной способностью по сравнению с любым реальным телом, находящимся при одинаковой с ним температуре.

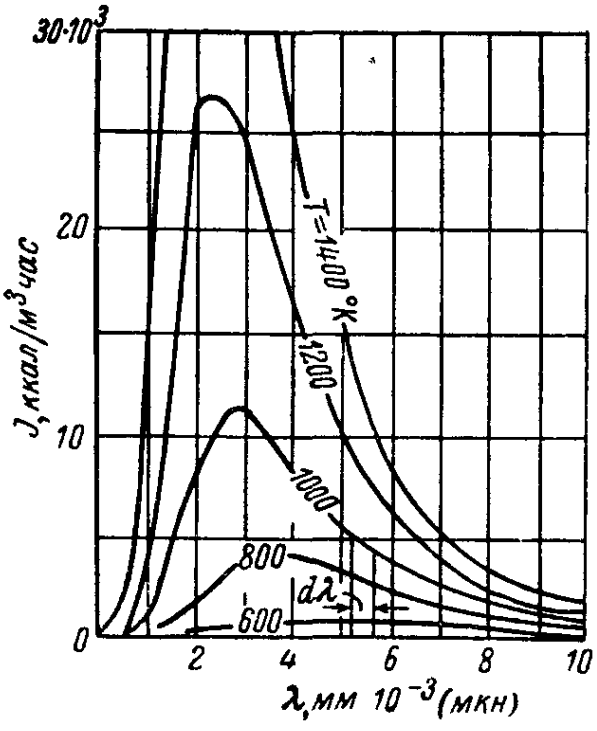


Рис. 14-1. Изотермы излучения абсолютно черного тела

Спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела зависит от длины волны λ и температуры T. Распределение интенсивности излучения в спектре абсолютно черного тела описывается законом излучения Планка [Л. 14-4]

$$I_{\lambda 0} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \qquad (14\text{-}1)$$

в котором $c_1 = 3{,}17 \cdot 10^{-16}$ *ккал м²/час*, $c_2 = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$ *м° К*, а e — основание натуральных логарифмов.

На рис. 14-1 приведены изотермы излучения абсолютно черного тела, рассчитанные по формуле (14-1).

Следствия из закона излучения Планка:

а) Формула Рэлея. При высоких температурах или больших длинах волн [$\lambda T \gg 1{,}44 \cdot 10^4$ *мкн*·° К]

$$I_{\lambda 0} = c_3 \frac{T}{\lambda^4}, \tag{14-2}$$

где постоянная $c_3 = \frac{c_1}{c_2} = 2{,}2 \cdot 10^{-14}$ *ккалм/час*· ° К.

б) Формула Вина [Л. 14-6]. При низких температурах или малых длинах волн ($\lambda T \ll 1{,}44 \cdot 10^4$ *мкн*·° К)

$$I_{\lambda 0} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \tag{14-3}$$

в) Закон смещения (Вина). Значение длины волны λ^*, при котором спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела $I_{\lambda 0}$ достигает максимального для данной температуры значения, находится из равенства.

$$\lambda^* T = 2{,}9 \cdot 10^3 \text{ } \textit{мкн} \cdot ° \text{К}. \tag{14-4}$$

С увеличением температуры максимум спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела смещается в сторону коротких волн.

г) Максимальное значение интенсивности, отвечающее длине волны λ^*, находится из уравнения:

$$I_{\lambda 0}^{\max} = c_4 T^5, \tag{14-5}$$

в котором постоянная $c_4 = 1{,}09 \cdot 10^{-5}$ *ккал/м³час*·°К.

д) Закон Стефана—Больцмана [Л. 14-2, 14-5]. Полная энергия полусферического излучения абсолютно черного тела зависит только от его абсолютной температуры и определяется уравнением:

$$E_0 = \int_0^\infty I_{\lambda 0}\, d\lambda = \sigma_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4, \tag{14-6}$$

где коэффициент излучения абсолютно черного тела

$$\sigma_0 = 4{,}9 \text{ } \textit{ккал/м}^2 \cdot \textit{час} \cdot \text{ °К}^4.$$

14-3. Основные закономерности излучения нечерных тел

Нечерными называются тела, коэффициент поглощения которых $a < 1$. В свою очередь, все нечерные тела могут быть разделены по характеру спектра излучения на серые тела и тела с селективным излучением.

Серым называется тело, которое поглощает одну и ту же долю падающего на него излучения во всем интервале длин волн. Серые тела обладают сплошным спектром излучения, подобным спектру излучения абсолютно черного тела, а их поглощательная способ-

ность во всем интервале длин волн в одинаковое число раз ниже, чем у абсолютно черного тела.

Спектральная и интегральная поглощательные способности серых тел численно равны друг другу, $a_\lambda = a$.

К серым телам могут быть отнесены все твердые тела, имеющие шероховатые или окисленные поверхности со сравнительно высокими значениями коэффициентов поглощения.

Степенью черноты называется отношение энергии, излучаемой телом, имеющим температуру T, к энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Для монохроматического излучения степень черноты

$$\varepsilon_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_{\lambda 0}}. \tag{14-7}$$

Для интегрального излучения степень черноты

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0}. \tag{14-7а}$$

Для серых тел

$$\varepsilon_\lambda = \varepsilon.$$

В отличие от серых тел тела с селективным излучением могут излучать и поглощать энергию лишь в определенных, характерных для каждого тела, областях спектра.

Соотношение между излучательной и поглощательной способностями тел устанавливается законом Кирхгофа [Л. 14-3]. Отношение излучательной способности тела к его коэффициенту поглощения не зависит от природы тела, и для всех тел, находящихся при одинаковой температуре, равно тому же отношению для абсолютно черного тела при той же температуре. Этот закон относится как к монохроматическому, так и к интегральному излучению. Учитывая, что коэффициент поглощения абсолютно черного тела $a_0 = 1$, можно написать:

$$\left.\begin{aligned} \frac{T_\lambda}{a_\lambda} &= T_{\lambda 0}(\lambda, T); \\ \frac{E}{a} &= E_0(T). \end{aligned}\right\} \tag{14-8}$$

Принимая во внимание (14-7), получаем:

$$a_\lambda = \varepsilon_\lambda \text{ и } a = \varepsilon.$$

Таким образом, для любого тела численное значение коэффициента поглощения равно соответствующему данной температуре и длине волны значению степени черноты этого тела. Всякое тело может излучать только в тех областях спектра, в которых оно обладает отличной от нуля поглощательной способностью.

Если одна поверхность поглощает при некоторой температуре в n раз больше энергии, чем другая поверхность при той же темпе-

ратуре, то и излучение первой поверхности будет в n раз больше излучения второй.

Для расчетов излучения нечерных тел можно использовать законы Планка и Стефана—Больцмана, если известна поглощательная способность или степень черноты этих тел.

В этом случае спектральная интенсивность полусферического излучения рассчитывается по формуле:

$$I_\lambda = \varepsilon_\lambda I_{\lambda 0} = \varepsilon_\lambda \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \qquad (14\text{-}9)$$

где степень черноты $\varepsilon_\lambda = f(\lambda, T)$.

Полная энергия полусферического излучения определяется из соотношения:

$$E = \varepsilon E_0 = \sigma \left(\frac{T}{100}\right)^4, \qquad (14\text{-}10)$$

где $\sigma = \varepsilon \sigma_0 = 4{,}9\varepsilon$ *ккал/м²·час* $\cdot °\mathrm{K}^4$ — коэффициент излучения данного тела.

Формула (14-10) хорошо описывает излучение серых тел Для тел с селективным излучением она справедлива лишь приближенно, так как их излучение, в общем случае, пропорционально температуре в степени несколько ниже четвертой.

Однако для удобства расчетов и в этом случае часто считают излучение пропорциональным четвертой степени абсолютной температуры, а под степенью черноты тела ε понимают условную величину, которая, помимо поглощательной способности данного тела, учитывает также температурную поправку, возникающую вследствие замены действительной зависимости $E = f(T)$ законом четвертой степени:

$$\varepsilon = f(a, T).$$

Распределение лучистых потоков в зависимости от направления распространения излучения устанавливается на основании закона Ламберта, согласно которому калорическая яркость излучения в данной точке поверхности для всех направлений одинакова. Элементарный лучистый поток, посылаемый в данном направлении площадкой dF в телесном угле $d\omega$,

$$dq_{\lambda 0} = b_{\lambda 0}\, dF d\omega \cos\alpha, \qquad (14\text{-}11)$$

$$dq_0 = b_0 dF d\omega \cos\alpha, \qquad (14\text{-}11а)$$

где α — угол между направлением распространения излучения и нормалью к излучающей площадке.

Для полусферического излучения:

$$b_0 = \frac{E_0}{\pi}; \quad b_{\lambda 0} = \frac{I_{\lambda 0}}{\pi}.$$

Закон Ламберта строго справедлив лишь для абсолютно черного тела. Для серых тел калорическая яркость может приниматься постоянной во всех направлениях при условии, что угол между рассматриваемым направлением и нормалью к излучающей площадке

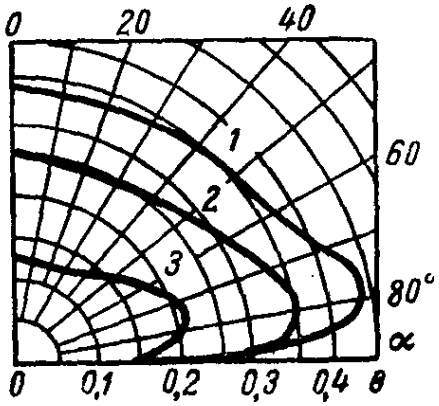


Рис. 14-2. Зависимость интенсивности излучения металлических поверхностей от направления:
1 — висмут; *2* — алюминиевая бронза; *3* — матовое железо

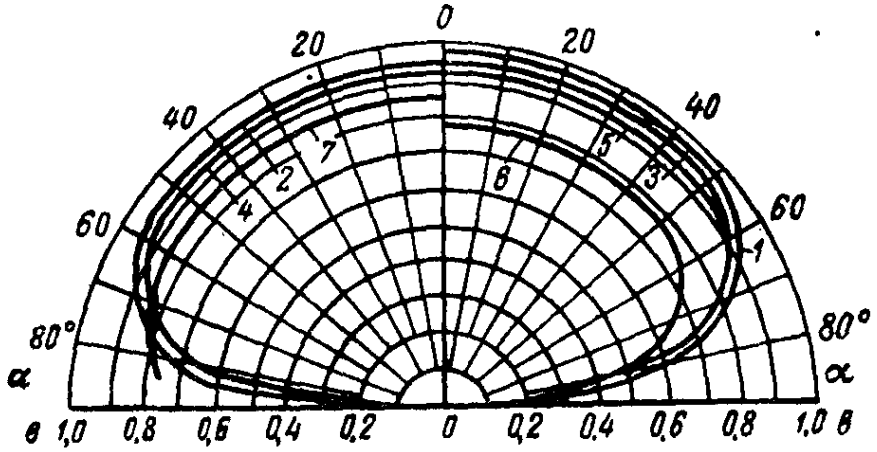


Рис. 14-3. Зависимость интенсивности излучения от направления:
1 — лед; *2* — дерево; *3* — стекло; *4* — бумага; *5* — глина; *6* — окисленная медь; *7* — шероховатый корунд

$\alpha \leqslant 60°$. Для бо́льших значений углов α калорическая яркость излучения серых поверхностей начинает зависеть от направления. Особенно значительные отклонения от закона Ламберта имеют место для металлических полированных поверхностей, излучение которых сильно поляризовано.

На рис. 14-2 и 14-3 в полярных координатах показана устаиовленная из опытов зависимость калорической яркости от направления излучения $b = f(\alpha)$ для различных тел.

14-4. Результативное излучение

Лучистым сальдо S называют разность между приходом и расходом лучистой энергии в сечении, расположенном внутри тела в непосредственной близости от его поверхности,

$$S = E_{погл} - E_{соб}, \tag{14-12}$$

или

$$\frac{1}{a} S = E_{пад} - E_0, \tag{14-12а}$$

где $E_{соб} = aE_0$ — собственное излучение тела;

$E_{погл} = aE_{пад}$ — поглощенное телом излучение;

$E_{пад}$ — падающее излучение;

$E_0 = 4{,}9 \left(\frac{T}{100}\right)^4$ — излучение абсолютно черного тела.

Результативный лучистый поток, определяющий лучистую теплоотдачу тела, равен:

$$Q_{рез} = (E_{соб} - E_{погл})\ F, \tag{14-13}$$

или

$$Q_{рез} = -SF, \tag{14-14}$$

где F — участвующая в теплообмене поверхность тела.

Так как

$$E_{погл} = E_{пад} - E_{отр},$$

где $E_{отр}$ — отраженное от поверхности тела излучение, то формула (14-12) для лучистого сальдо может быть записана в виде:

$$S = E_{пад} - (E_{соб} + E_{отр}). \tag{14-15}$$

Суммарное или эффективное излучение тела складывается из собственного и отраженного излучений:

$$E_{эфф} = E_{соб} + E_{отр}. \tag{14-16}$$

Лучистое сальдо связано с эффективным излучением соотношением:

$$S = E_{пад} - E_{эфф} = \frac{a}{1-a}(E_{эфф} - E_0). \tag{14-17}$$

Результативный лучистый поток

$$Q_{рез} = \frac{a}{1-a}(E_0 - E_{эфф})\ F. \tag{14-18}$$

14-5. Лучистый теплообмен между двумя абсолютно черными телами, произвольно расположенными в пространстве

Основная расчетная формула имеет вид:

$$Q_{12,0} = 4{,}9\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] H_{12}\ [ккал/час]. \tag{14-19}$$

Взаимная поверхность излучения этих тел H_{12} вычисляется по уравнению:

$$H_{12} = \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{\pi r^2}\, dF_2\ [м^2]. \tag{14-20}$$

Здесь F_1 и F_2 — участвующие в теплообмене поверхности тел *1* и *2*;

φ_1 и φ_2 — углы падения излучения на центры элемеитариых площадок dF_1 и dF_2;

r — расстояние между этими элементариыми площадками (рис. 14-4).

Расчет теплообмена сводится, по существу, к определению взаимной поверхности излучения H_{12}.

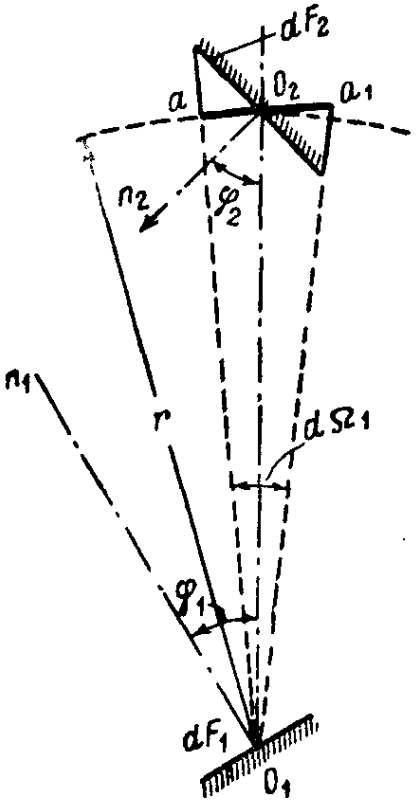


Рис. 14-4. Схема к расчету лучистого теплообмена между двумя абсолютно черными телами, произвольно расположенными в пространстве

Коэффициентами облученности или угловыми коэффициентами называются величины, определяемые соотношениями:

$$\varphi_{12} = \frac{H_{12}}{F_1} = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{\pi r^2}\, dF_2 \qquad (14\text{-}21)$$

и

$$\varphi_{21} = \frac{H_{21}}{F_2} = \frac{1}{F_2} \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{\pi r^2}\, dF_2. \qquad (14\text{-}22)$$

Коэффициенты φ_{12} и φ_{21} показывают, какая часть полусферического лучистого потока, испускаемого одним телом, падает на другое тело, находящееся в лучистом теплообмене с первым телом:

$$\varphi_{12} = \frac{Q_{12}}{Q_1}; \quad \varphi_{21} = \frac{Q_{21}}{Q_2}. \qquad (14\text{-}23)$$

14-6. Свойства лучистых потоков

Для расчетов коэффициентов облученности и взаимных поверхностей излучения обычно используется метод поточной алгебры [Л. 14-1]. Этот метод сводит задачу к обычным алгебраическим уравнениям и базируется на следующих общих свойствах лучистых потоков.

а) Свойство совмещаемости. Это свойство определяет условия равенства лучистых потоков.

Равными являются такие исходящие от одного и того же тела потоки, которые можно совместить так, что все лучи одного потока совпадут по положению, вне зависимости от длины, с соответствующими лучами другого.

Например, поток от тела *1* на тело *2* (рис. 14-5):

$$Q_{12} = \varphi_{12} F_1 E_1 = E_1 H_{12}, \qquad (14\text{-}24)$$

а поток от тела *1* на тело *3*:

$$Q_{13} = \varphi_{13} F_1 E_1 = E_1 H_{13}. \qquad (14\text{-}25)$$

По условию совмещаемости

$$Q_{12} = Q_{13}$$

или

$$\varphi_{12} = \varphi_{13}, \quad H_{12} = H_{13}.$$

б) Свойство распределительности. Лучистый поток от тела *1* на тело *2* складывается из лучистых потоков между отдельными частями тел *1* и *2*.

Например, если тело *1* состоит из двух частей — *1а* и *1б*, а тело *2* — тоже из двух частей — *2а* и *2б*, то лучистый поток от тела *1* на тело *2*

$$\left.\begin{aligned} Q_{12} &= Q_{1a,2a} + Q_{1a,2б} + Q_{1б,2a} + Q_{1б,2б} \\ \text{или} \quad H_{12} &= H_{1a,2a} + H_{1a,2б} + H_{1б,2a} + H_{1б,2б}. \end{aligned}\right\} \qquad (14\text{-}26)$$

в) Свойство затеняемости. Лучистый поток от тела *1* на тело *2* равен нулю, если на пути всех лучей помещается непрозрачное тело:

$$Q_{12} = 0;\ \varphi_{12} = 0;\ H_{12} = 0. \qquad (14\text{-}27)$$

Для плоских и выпуклых тел самооблучение отсутствует:

$$Q_{11} = 0;\ \varphi_{11} = 0;\ H_{11} = 0. \qquad (14\text{-}28)$$

г) Свойство замыкаемости. Для замкнутой системы тел и сред лучистый поток, посылаемый одним из тел на все остальные, равен полусферическому излучению этого тела:

$$\sum_{i=1}^{i=n} Q_{k,i} = Q_k = F_k E_k \qquad (14\text{-}29)$$

для $k = 1, 2, 3, \ldots, n$

или

$$\sum_{i=1}^{n} \varphi_{k,i} = 1;\quad \sum_{i=1}^{n} H_{k,i} = F_k \qquad (14\text{-}30)$$

для $k = 1, 2, 3, \ldots, n$.

Если тело k имеет вогнутости, то в число n должно входить и тело k.

д) Свойство взаимности. При равных температурах двух абсолютно черных тел лучистый поток, посылаемый телом *1* на тело *2*, равен лучистому потоку, посылаемому телом *2* на тело *1*, независимо от их формы и расположения среди других тел:

$$Q_{12} = Q_{21}. \qquad (14\text{-}31)$$

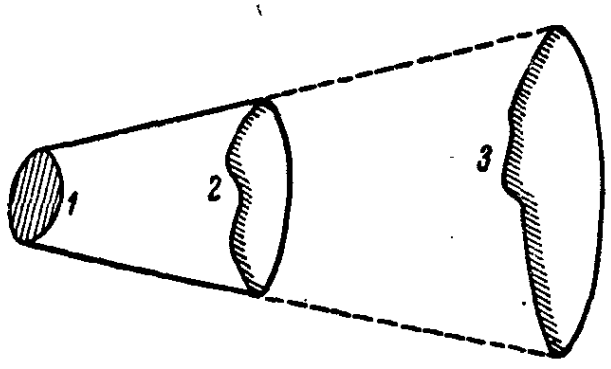


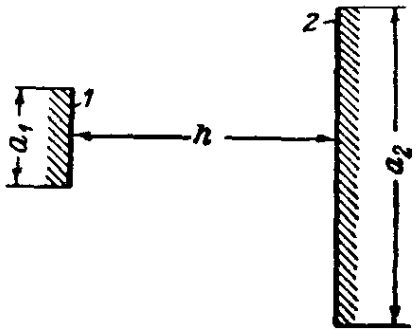
Рис. 14-5. К определению свойства совмещаемости лучистых потоков

Из этого свойства следует, что

$$\varphi_{12} F_1 = \varphi_{21} F_2;\ H_{12} = H_{21}. \qquad (14\text{-}32)$$

В табл. 14-1 приведены формулы для вычисления угловых коэффициентов и взаимных поверхностей излучения для наиболее типичных случаев теплообмена излучением [Л. 14-1].

4. Две бесконечные параллельные полосы разной ширины



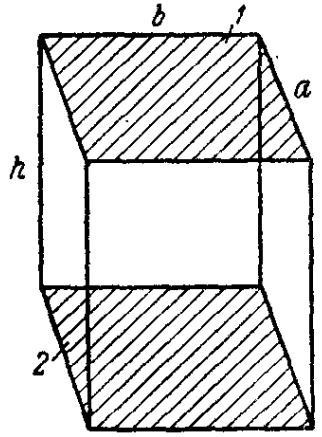
$$\varphi_{12} = \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{a_2}{a_1}+1\right)^2+\left(\frac{h}{a_1}\right)^2} - \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{a_2}{a_1}-1\right)^2+\left(\frac{h}{a_1}\right)^2};$$

$$\varphi_{21} = \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{a_1}{a_2}+1\right)^2+\left(\frac{h}{a_2}\right)^2} - \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{a_1}{a_2}-1\right)^2+\left(\frac{h}{a_2}\right)^2};$$

$$H = \sqrt{\frac{1}{4}(a_2+a_1)^2+h^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a_2-a_1)^2+h^2}.$$

Поверхность H отнесена к 1 *м* длины полос

5. Два одинаковых прямоугольника, расположенных в параллельных плоскостях друг против друга

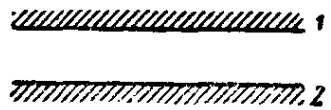
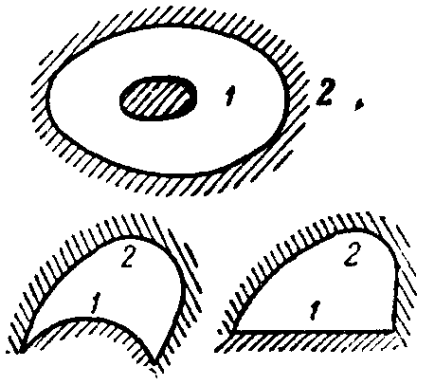
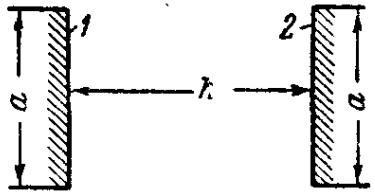


$$\varphi_{12} = \frac{2}{\pi}\left[\frac{1}{a}\sqrt{a^2+h^2}\operatorname{arctg}\frac{b}{\sqrt{a^2+h^2}} + \frac{1}{b}\sqrt{b^2+h^2}\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{b^2+h^2}} - \frac{h}{a}\operatorname{arctg}\left(\frac{b}{h}\right) - \frac{h}{b}\operatorname{arctg}\left(\frac{a}{h}\right) + \frac{h^2}{2ab}\ln\frac{(a^2+h^2)(b^2+h^2)}{(a^2+b^2+h^2)h^2}\right];$$

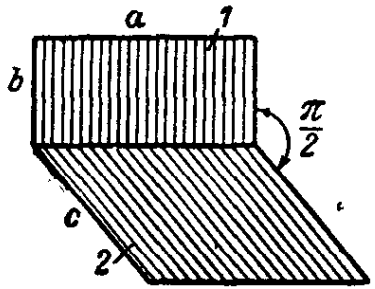
$$H = ab\,\varphi_{12}$$

Таблица 14-1

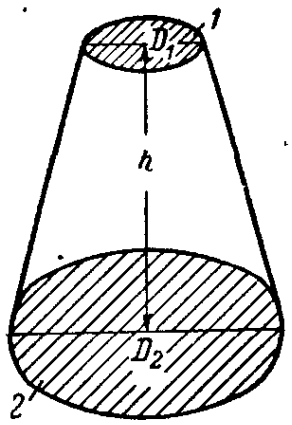
Формулы для расчета коэффициентов облученности и взаимных поверхностей

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
1. Две параллельные плоскости, размеры которых значительно больше расстояния между ними		$\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1;$ $H = F_1 = F_2.$
2. а) Одно тело, не имеющее вогнутостей, находится внутри другого тела. б) Две поверхности образуют замкнутую систему, причем одна из поверхностей не имеет вогнутостей		$\varphi_{21} = 1;\quad \varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2};$ $H = F_1.$
3. Две бесконечные параллельные полосы одинаковой ширины		$\varphi_{12} = \varphi_{21} = \sqrt{1 + \left(\frac{h}{a}\right)^2} - \frac{h}{a};$ $H = \sqrt{a^2 + h^2} - h.$ Поверхность H отнесена к 1 *м* длины полос

Продолжение табл. 14-1

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
		Для квадратов ($a=b$) $\varphi_{12}=\frac{2}{\pi}\left[\frac{2}{a}\sqrt{a^2+h^2}\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{a^2+h^2}}-2\frac{h}{a}\operatorname{arctg}\frac{a}{h}+\frac{1}{2}\left(\frac{h}{a}\right)^2\ln\frac{(a^2+h^2)^2}{h^2(2a^2+h^2)}\right];$ $H=a^2\varphi_{12}$ Расчетные значения см. рис. 14-6 и 14-7
6. Два взаимно перпендикулярных прямоугольника, имеющих общую грань		$\varphi_{12}=\frac{1}{\pi}\left[\operatorname{arctg}\frac{a}{b}+\frac{c}{b}\operatorname{arctg}\frac{a}{c}-\sqrt{\left(\frac{c}{a}\right)^2-1}\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{b^2+c^2}}+\frac{c^2}{4ab}\ln\frac{(a^2+b^2+c^2)c^2}{(a^2+c^2)(b^2+c^2)}+\frac{b}{4a}\ln\frac{(a^2+b^2+c^2)b^2}{(a^2+c^2)(b^2+c^2)}-\frac{a}{4b}\ln\frac{(a^2+b^2+c^2)a^2}{(a^2+b^2)(a^2+c^2)}\right];$ $H=ab\varphi_{12}.$ Расчетные значения см. рис. 14-8

7. Два параллельных круга с центрами на общей нормали к их плоскостям



а) $$\varphi_{12}=\left[\sqrt{\left(\frac{D_2}{2D_1}+\frac{1}{2}\right)^2+\left(\frac{h}{D_1}\right)^2}-\sqrt{\left(\frac{D_2}{2D_1}-\frac{1}{2}\right)^2+\left(\frac{h}{D_1}\right)^2}\right]^2;$$

$$H=\frac{\pi}{4}\left[\sqrt{\left(\frac{D_2+D_1}{2}\right)^2+h^2}-\sqrt{\left(\frac{D_2-D_1}{2}\right)^2+h^2}\right]^2$$

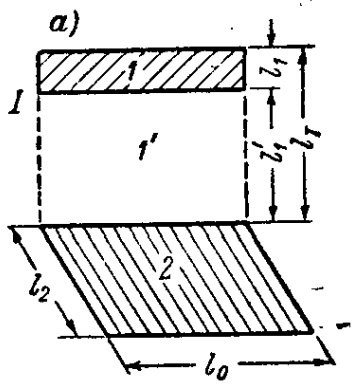
б) Для кругов одинакового диаметра $D_1=D_2=D$

$$\varphi_{12}=\left[\sqrt{1+\left(\frac{h}{D}\right)^2}-\frac{h}{D}\right]^2;$$

$$H=\frac{\pi}{4}\left(\sqrt{D^2+h^2}-h\right)^2.$$

Расчетные значения см. рис. 14-6 и 14-7.

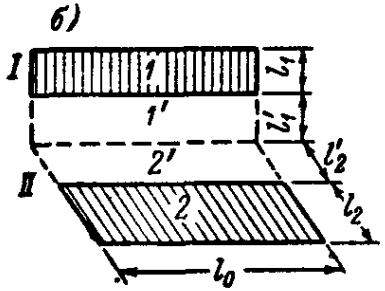
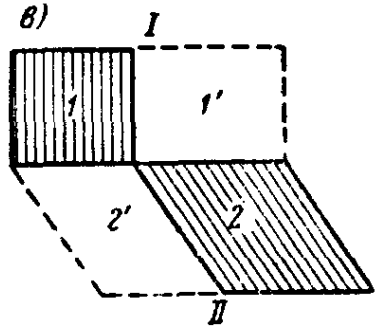
8. Два прямоугольника, расположенных в перпендикулярных плоскостях и не имеющих общей грани

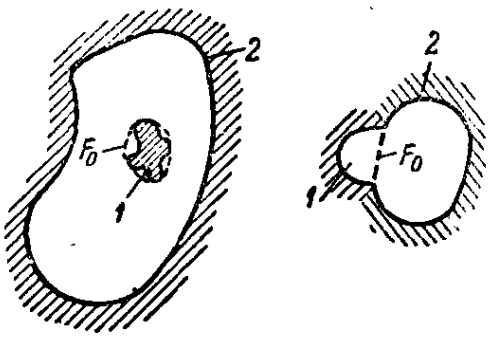
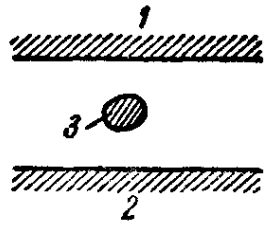
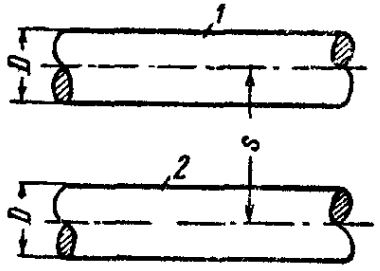


$$H_{12}=H_{12}-H_{1'2};\quad (\mathrm{I}=1+1');$$

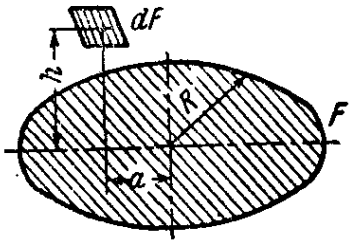
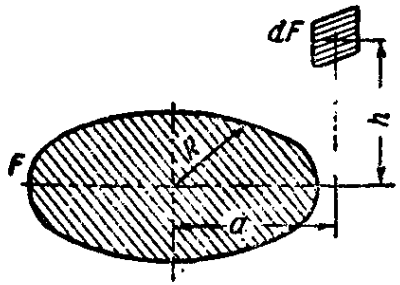
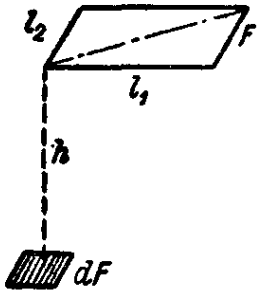
$$\varphi_{12}=\frac{H_{12}}{l_1 l_2}=\varphi_{12}\,\frac{l_1+l'_1}{l_1}-\varphi_{1'2}\,\frac{l'_1}{l_1}.$$

Продолжение табл. 14-1

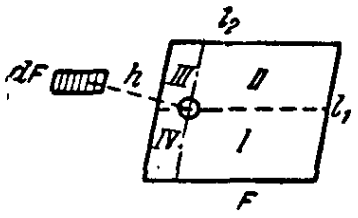
Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
	б) 	$\varphi_{12} = (\varphi_{1,\,II} - \varphi_{12'}) \frac{l_1 + l_1'}{l_1} - (\varphi_{1'II} - \varphi_{1'2'}) \frac{l_1'}{l_1}$; $H_{12} = \varphi_{12} l_1 l_0 = H_{1,\,II} - H_{12'} + H_{1'2'} - H_{1'II}$ ($I = 1 + 1'$; $II = 2 + 2'$).
	в) 	$\varphi_{12} = \frac{H_{12}}{F_1}$; $H_{12} = \frac{1}{2}(H_{1,\,II} - H_{12'} - H_{1'2})$ ($I = 1 + 1'$; $II = 2 + 2'$).

9. Две поверхности, образующие замкнутую полость. Меньшая поверхность имеет вогнутости		$\varphi_{12} = \frac{F_0}{F_1}$; $\varphi_{21} = \frac{F_0}{F_2}$; $H = F_0$, F_0 — поверхность, „натянутая" на соответствующий контур
10. Выпуклое тело, находящееся между двумя параллельными стенками. Размеры тела малы по сравнению с размерами поверхностей		$\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$; $\varphi_{23} = \varphi_{13} = 0$; $\varphi_{31} = \varphi_{32} = \frac{1}{2}$; $H_{12} = F_1 - F_2$; $H_{13} = H_{31} = H_{23} = H_{32} = \frac{1}{2} F_3$
11. Два параллельных цилиндра одинакового диаметра		$\varphi_{12} = \frac{1}{\pi}\left[\arcsin\frac{D}{s} + \sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1} - \frac{s}{D}\right]$; $H = \sqrt{s^2 - D^2} + D\arcsin\frac{D}{s} - s$ Поверхность H отнесена к 1 *м* длины цилиндров

Продолжение табл. 14-1

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
12. Элементарная площадка dF и произвольный круг F, плоскость которого параллельна dF		$\varphi_{dF\,F} = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{h^2 + a^2 - R^2}{\sqrt{(h^2 + a^2 + R^2)^2 - 4a^2R^2}}\right]$ $H_{dF\,F} = \varphi_{dF\,F}\,dF$
13. Элементарная площадка dF и произвольный круг F, плоскость которого перпендикулярна к dF		$\varphi_{dF\,F} = \frac{h}{2a}\left[\frac{h^2 + a^2 + R^2}{\sqrt{(h^2 + a^2 + R^2)^2 - 4a^2R^2}} - 1\right]$ $H_{dF\,F} = \varphi_{dF\,F}dF.$
14. Элементарная площадка dF и прямоугольник F, плоскость которого параллельна dF, причем одна вершина прямоугольника находится по нормали к центру dF		$\varphi_{dF\,F} = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{l_1}{\sqrt{h^2 + l_1^2}}\operatorname{arctg}\frac{l_2}{\sqrt{h^2 + l_1^2}} + \frac{l_2}{\sqrt{h^2 + l_2^2}}\operatorname{arctg}\frac{l_1}{\sqrt{h^2 + l_2^2}}\right];$ $\varphi_{dF\,F} = \varphi_{dF\,F}\frac{dF}{F};$ $H_{dF\,F} = \varphi_{dF\,F}\,dF = \varphi_{F\,dF}\,F.$ Расчетные значения см. рис. 14-9

15. Элементарная площадка dF и произвольный прямоугольник F, плоскость которого параллельна dF



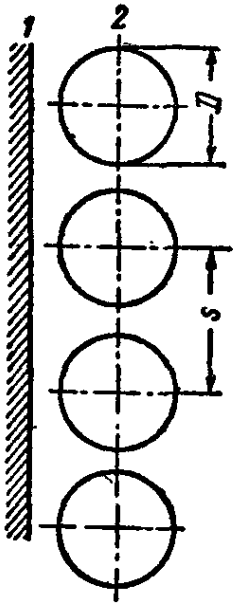
$$\varphi_{dF\,F} = \varphi_{dF\,I} + \varphi_{dF\,II} + \varphi_{dF\,III} + \varphi_{dF\,IV};$$

$$\varphi_{F\,dF} = \varphi_{d\,FF}\frac{dF}{F};$$

$$H_{dF\,F} = \varphi_{dFF}dF;$$

$\varphi_{dF\,I}$, $\varphi_{dF\,II}$ и т. д. — см. предыдущую схему

16. Неограниченная плоскость и ряд труб в параллельной плоскости



$$\varphi_{12} = 1 - \sqrt{\left(1 - \frac{D}{s}\right)^2} + \frac{D}{s}\operatorname{arctg}\sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1};$$

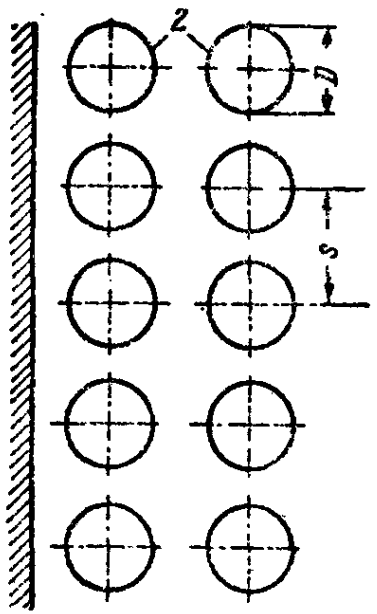
$$\varphi_{21} = \frac{1}{\pi}\left[\frac{s}{D} - \sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1} + \operatorname{arctg}\sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1}\right];$$

$$H_{12} = H_{21} = \varphi_{12}s = \varphi_{21}\pi D.$$

Поверхность H отнесена к одной трубе и к 1 *м* длины трубы

$\frac{s}{D}$	1	1,5	2	3	4	5	10
φ_{12}	1	0,850	0,658	0,467	0,360	0,294	0,151

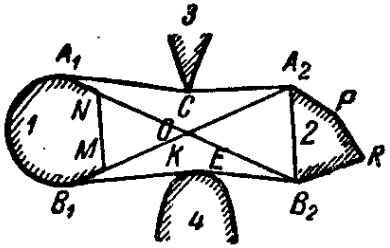
Продолжение табл. 14-1

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
17. Неограниченная плоскость и два ряда труб в параллельных плоскостях		$\varphi_{12} = 1 - (1 - \varphi'_{12})^2$; $H = \varphi_{12} S$ (см. указание к предыдущей схеме) φ'_{12} — коэффициент облученности для одного ряда труб (см. предыдущий случай)

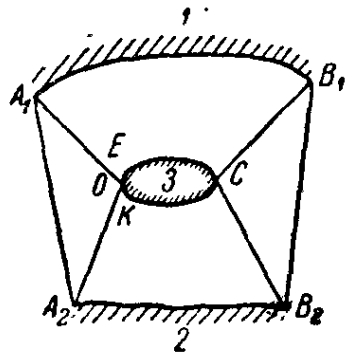
s/D	1	1,5	2	3	4	5	10
φ_{12}	1	0.977	0,883	0,715	0,590	0,500	0,279

Для n ридов труб

$$\varphi_{12} = 1 - (1 - \varphi'_{12})^n.$$

18. Два произвольных цилиндрических тела, частично затеняемых окружающими телами		$\varphi_{12} = \frac{1}{2} \frac{A_1NB_2 + A_2MB_1 - A_1CA_2 - B_1KEB_2}{\text{пернметр } NA_1B_1M}$; $\varphi_{21} = \varphi_{12} \frac{\text{периметр } NA_1B_1M}{\text{периметр } A_2PRB_2}$; $H_{12} = H_{21} = \frac{1}{2}(A_1NB_2 + A_2MB_1 - A_1CA_2 - B_1KEB_2)$. Поверхности отнесены к 1 м длины

19. Два произвольных тела, частично затеняемых расположенным между ними третьим телом (плоско-параллельная система)



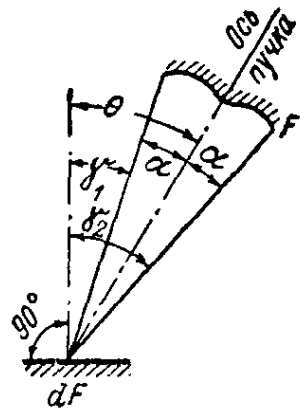
$$\varphi_{12} = \frac{1}{2}\left(\frac{B_1C+CB_2+A_1K+A_2E-B_1B_2-A_1A_2-EK}{\text{периметр } A_1B_1}\right)$$

$$\varphi_{12} = \varphi_{21}\frac{\text{периметр } A_1B_1}{\text{периметр } A_2B_2}$$

$$H_{12} = \frac{1}{2}(B_1C+CB_2+A_1K+A_2E-B_1B_2-A_1A_2-EK)$$

Поверхности отнесены к 1 *м* длины тел

20. Элементарная площадка dF и цилиндрическое тело (плоско-параллельная система)



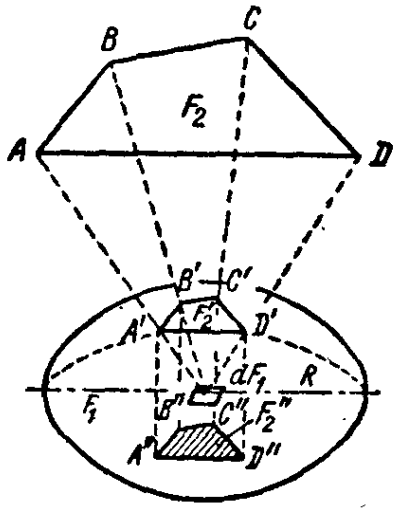
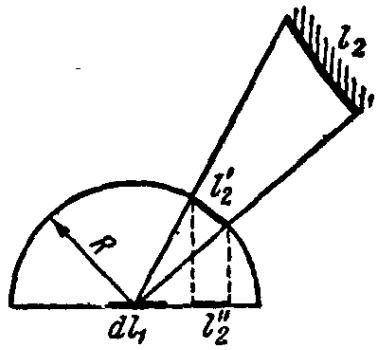
$$\varphi_{dF\,F} = \frac{1}{2}(\sin\gamma_2 - \sin\gamma_1) =$$

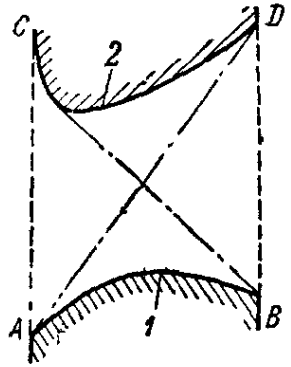
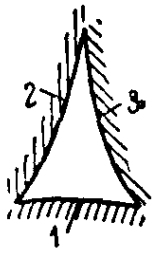
$$= \cos\theta\sin\alpha;$$

$$\theta = \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2};\quad \alpha = \frac{\gamma_2-\gamma_1}{2};$$

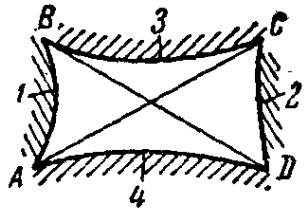
$$H_{dF\,F} = \varphi_{dF\,F}dF.$$

Продолжение табл. 14-1

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
21. Определение угловых коэффициентов по методу „соотношения проекций" (пространственная система)		$\varphi_{dF_1F_2} = \frac{F_2''}{\pi R^2}$; $\varphi_{F_1F_2} = \frac{1}{F_1}\int_{F_1}\varphi_{dF_1F_2}dF_1$; $H_{dF_1F_2} = \varphi_{dF_1F_2}dF_1$.
22. Определение угловых коэффициентов по методу „соотношения проекций" (плоскопараллельная система)		$\varphi_{dl_1l_2} = \frac{l_2''}{2R}$; $\varphi_{l_1l_2} = \frac{1}{l_1}\int_{l_1}\varphi_{dl_1l_2}dl_1$; $H_{dF_1F} = \varphi_{dF\,F}dF$.

23. Определение угловых коэффициентов по методу „натянутых нитей". Две произвольные невогнутые поверхности, имеющие бесконечную протяженность в одном направлении		$$\varphi_{12} = \frac{AD + BC'C}{2AB} - \frac{BD + AC}{2AB};$$ $$H = \frac{1}{2}[AD + BC'C - BD - AC].$$ Поверхность H отнесена к 1 *м* длины поверхностей в направлении бесконечной протяженности; C' — точка пересечения пунктирной прямой, идущей из точки B, с кривой CD
24. Три невогнутые поверхности, образующие замкнутую систему бесконечной протяженности		$$\varphi_{12} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{F_2}{F_1} - \frac{F_3}{F_1}\right);$$ $$\varphi_{21} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{F_1}{F_2} - \frac{F_3}{F_2}\right);$$ $$\varphi_{13} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{F_3}{F_1} - \frac{F_2}{F_1}\right);$$ $$\varphi_{23} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{F_3}{F_2} - \frac{F_1}{F_2}\right)$$ и т. д. $$H_{12} = \frac{1}{2}(F_1 + F_2 - F_3);$$

Продолжение табл. 14-1

Взаимное расположение и форма поверхностей	Схема	Коэффициенты облученности и взаимные поверхности
		$H_{13}=\frac{1}{2}(F_1+F_3-F_2)$; $H_{23}=\frac{1}{2}(F_2+F_3-F_1)$ и т. д. Все площади отнесены к 1 *м* длины поверхностей в направлении бесконечной протяженности
25. Четыре невогнутые поверхности, образующие замкнутую систему бесконечной протяженности		$H_{12}=\frac{1}{2}[F_{AC}+F_{BD}-F_3-F_4]$; $H_{13}=\frac{1}{2}[F_1+F_3-F_{AC}]$; $H_{14}=\frac{1}{2}[F_1+F_4-F_{BD}]$ и т. д. $\varphi_{кп}=\frac{H_{кп}}{F_к}$. См. указание к предыдущей схеме

Три последних примера табл. 14-1 представляют случаи определения коэффициентов облученности графоаналитическими методами. В качестве таковых обычно применяются метод „соотношения проекций" и метод „натянутых нитей".

По методу „соотношения проекций" для расчета углового коэффициента φ_{12} между двумя произвольно расположенными плоскими фигурами F_1 и F_2 вначале определяется угловой коэффициент элементарной площадки dF_1 фигуры F_1 относительно F_2 (см. схему 21 табл. 14-1). Для этой цели из центра элементарной площадки dF_1 проводится сферическая поверхность произвольного радиуса R. Этот радиус должен быть меньше расстояния между площадкой dF_1 и плоскостью F_2. Лучи, идущие от вершин фигуры F_2 к центру элементарной площадки dF_1, вырезают на сферической поверхности некоторый контур, площадь проекции которого на плоскость *1* представляет числитель выражения для $\varphi_{dF_1F_2}$. Знаменателем в этом выражении является площадь круга, вырезанного проведенной сферической поверхностью на плоскости *1*.

Таким образом,

$$\varphi_{dF_1F_2} = \frac{F_2''}{\pi R^2}.$$

Интегрируя по площади F_1, получаем среднее значение углового коэффициента между плоскостями *1* и *2*:

$$\varphi_{F_1F_2} = \frac{1}{F_1}\int_{F_1} \varphi_{dF_1F_2}\, dF_1.$$

При плоско-параллельной системе построение упрощается. Способ определения углового коэффициента ясен из схемы 22 табл. 14-1.

По методу „натянутых нитей" при расчете взаимной поверхности излучения двух произвольных невогнутых поверхностей бесконечной длины (эти поверхности могут быть частями замкнутых поверхностей — см. схему 23 табл. 14-1) вначале определяются длины воображаемых упругих нитей, якобы натянутых на оба тела.

Длина внутренних нитей:

$$l_{внутр} = AD + BC'C,$$

где C' — точка пересечения нити BC с поверхностью CD.

Длина внешних нитей:

$$l_{внешн} = AC + BD.$$

Взаимная поверхность излучения равна полуразности длин

$$H_{12} = \frac{l_{внутр} - l_{внешн}}{2} = \frac{AD + BC'C}{2} - \frac{AC + BD}{2}.$$

Коэффициенты облученности

$$\varphi_{12} = \frac{H_{12}}{AB}; \quad \varphi_{21} = \frac{H_{12}}{CD}.$$

На рис. 14-6 приведен график для определения коэффициентов облученности при теплообмене между двумя плоскими параллельными фигурами одинаковых размеров (схемы 5 и 7,б табл. 14-1).

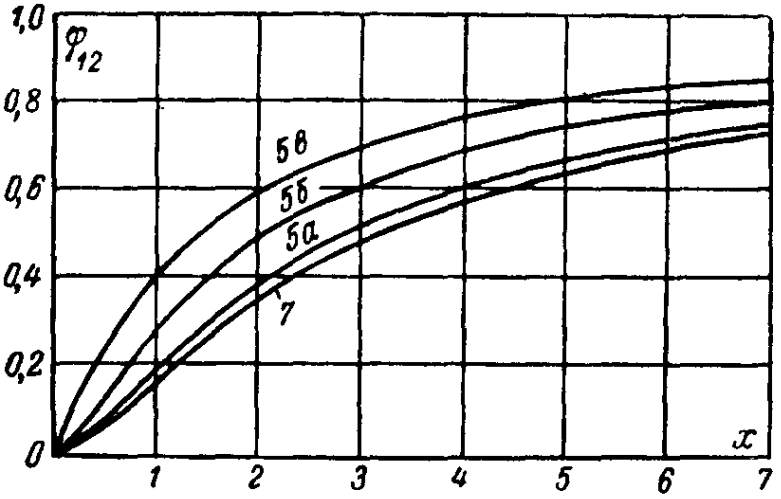


Рис. 14-6. Коэффициент облученности при теплообмене между двумя плоскими параллельными телами одинаковых размеров:

5а—квадраты ($b = a$); 5б—прямоугольники ($b = 2a$); 5в — полосы ($b \gg a$); 7—круги. Для прямоугольников $x = \frac{a}{h}$; для кругов

$$x = \frac{D}{h}$$

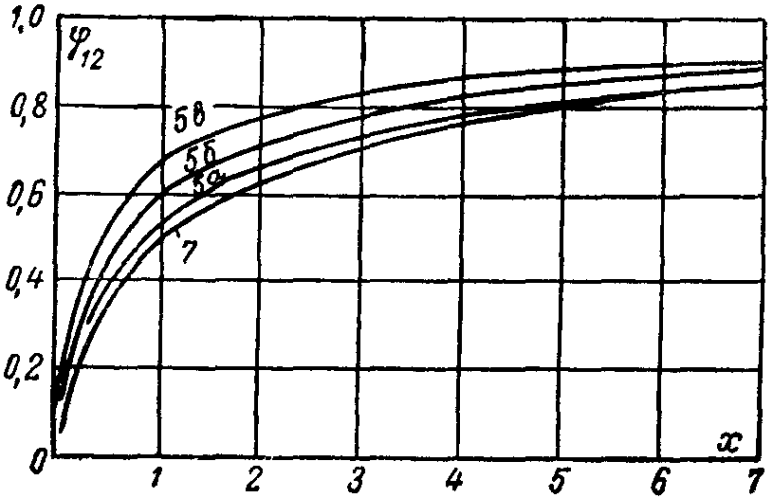


Рис. 14-7. Коэффициент облученности при теплообмене между двумя плоскими параллельными телами с учетом отражения от нетеплопроводной оболочки, соединяющей тела 1 и 2.
Обозначения см. рис. 14-6.

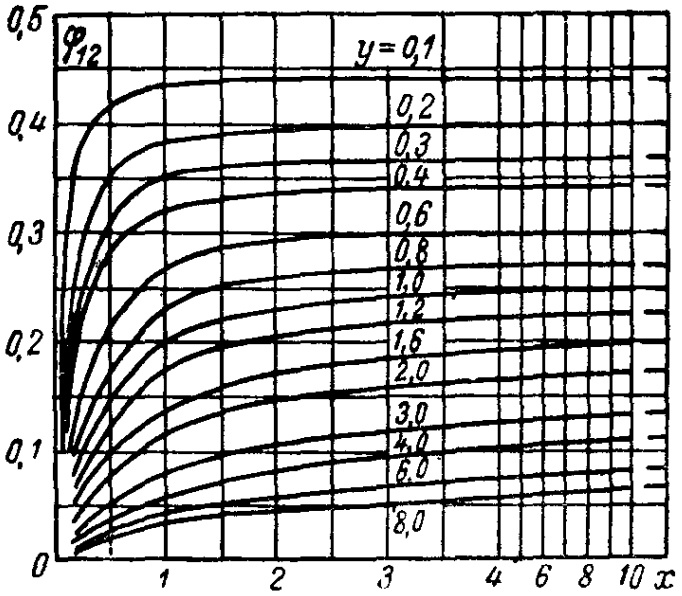


Рис. 14-8. Коэффициент облученности для двух взаимно перпендикулярных прямоугольников, имеющих общую грань:

$$x = \frac{b}{a};\quad y = \frac{c}{a}$$

Коэффициенты облученности для этих же случаев, но с учетом отражения от соединяющей фигуры 1 и 2 нетеплопроводной оболочки, определяются по кривым рис. 14-7. Значения коэффициента облученности для двух взаимно перпендикулярных прямоугольников, имеющих общую грань (схема 6 табл. 14-1), представлены на рис. 14-8.

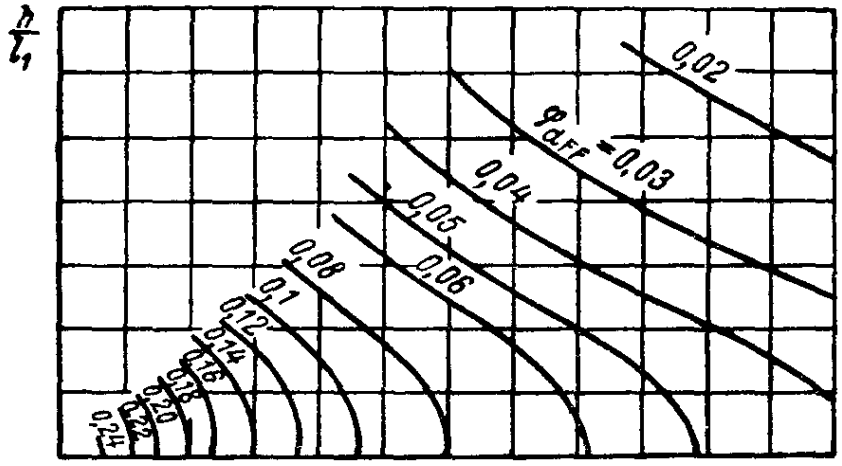


Рис. 14-9. Коэффициент облученности для элементарной площадки dF и прямоугольника, плоскость которого параллельна dF. Одна вершина прямоугольника находится на нормали к центру элементарной площадки dF

Значения коэффициента облучеиности для элементарной площадки и параллельного ей прямоугольника (схема 14 табл. 14-1) показаны на рис. 14-9.

14-7. Лучистый теплообмен между двумя серыми телами, произвольно расположенными в пространстве

В этом случае решение задачи о лучистом теплообмене значительно усложияется по сравнению с задачей для черных тел.

Если тела *1* и *2* не образуют замкнутую систему, то общее точное решение вообще не может быть получено. Для практических расчетов может быть использована формула (14-19), в которую вводится в качестве сомиожителя приведениая степень черноты системы $\varepsilon_{пр}$.

Тогда

$$Q_{12} = \varepsilon_{пр} Q_{12,0} = 4{,}9\varepsilon_{пр}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] H_{12}\ [ккал/час]. \quad (14\text{-}33)$$

Приведенная степень чериоты системы, состоящей из двух серых тел, может быть приближенио рассчитана по формуле:

$$\varepsilon_{пр} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2,$$

где ε_1 и ε_2 — степени черноты тел, участвующих в лучистом теплообмене. Эта формула дает удовлетворительное совпадение с опытом для тел с высокой поглощательной способностью.

Для замкнутой системы приведенная степень черноты вычисляется по формуле:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right)\varphi_{12} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\varphi_{21}}. \qquad (14\text{-}34)$$

Таким образом, при расчете лучистого теплообмена между серыми телами необходимо определять приведенную степень черноты системы $\varepsilon_{пр}$. Коэффициенты облученности φ_{12} и взаимные поверхности излучения H_{12}, как и для черных тел, вычисляются по формулам (14-20), (14-21) и (14-22) или принимаются из табл. 14-1.

Пример 1. Рассчитать лучистый теплообмен между двумя бесконечными параллельными плоскостями со степенями черноты ε_1 и ε_2 и температурами T_1 и T_2.

Так как плоскости бесконечно большие, то такую систему можно считать замкнутой и использовать для решения формулу (14-34).

Из табл. 14-1 для данного случая имеем: $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$.

Приведенная степень черноты:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \qquad (14\text{-}35)$$

Окончательно получаем:

$$Q_{12} = \frac{4{,}9}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \text{ [ккал/час]}. \qquad (14\text{-}36)$$

Пример 2. Рассчитать лучистый теплообмен между двумя серыми телами, одно из которых заключено внутри другого, причем внутреннее тело не имеет вогнутостей.

Из табл. 14-1 для данной системы тел имеем:

$$\varphi_{12} = 1; \quad \varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2} \text{ и } H_{12} = F_1.$$

Приведенная степень черноты замкнутой системы по формуле (14-34):

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}. \qquad (14\text{-}37)$$

Окончательно получаем:

$$Q_{12} = \frac{4{,}9}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \text{ [ккал/час]}. \qquad (14\text{-}38)$$

В случаях, когда $F_2 \gg F_1$, влиянием степени черноты большей поверхности можно пренебречь и приближенно считать $\varepsilon_{пр} \approx \varepsilon_1$.

Пример 3. Рассчитать лучистый теплообмен между рядом труб и неограниченной плоскостью, параллельной ему. Температура и степень черноты плоскости T_1 и ε_1; температура и степень черноты

поверхности труб T_2 и ε_2. Диаметр труб $D=76$ *мм*, шаг труб $s=114$ *мм* Согласно свойству совмещаемости лучистых потоков можно вместо отстоящей от труб параллельной плоскости рассматривать плоскость, касательную к трубам. Тогда эта плоскость совместно с поверхностями двух рядом стоящих труб образует замкнутую систему *AA'BC*

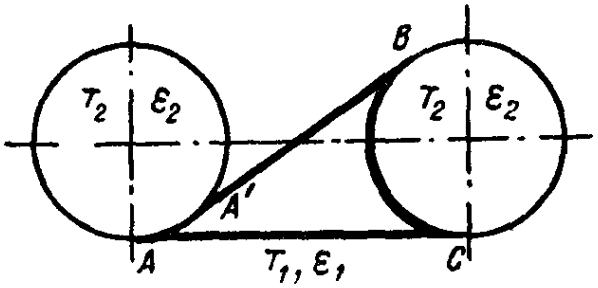


Рис. 14-10. К расчету лучистого теплообмена между бесконечной плоскостью и рядом труб

(рис. 14-10), для расчета которой можно воспользоваться формулой (14-34). Из табл. 14-1 для этого случая имеем:
коэффициент облученности

$$\varphi_{12} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{D}{s}\right)^2} + \frac{D}{s} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1};$$

взаимная поверхность излучения, отнесенная к одному метру длины трубы,

$$H_{12} = H_{21} = \varphi_{12} s = \varphi_{21} \pi D$$

$$\text{при } \frac{s}{D} = 1{,}5: \quad \varphi_{12} = 0{,}85; \quad \varphi_{21} = \varphi_{12} \frac{s}{\pi D} = 0{,}406;$$

$$H_{12} = 0{,}10 \ м^2/м.$$

Приведенная степень черноты системы

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{0{,}85}{\varepsilon_1} + \frac{0{,}406}{\varepsilon_2} - (0{,}85 + 0{,}406 - 1)}.$$

Отсюда

$$Q_{12} = \frac{4{,}9 \cdot 0{,}10}{\frac{0{,}85}{\varepsilon_1} + \frac{0{,}406}{\varepsilon_2} - 0{,}256} \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right] \ [ккал/м \cdot час].$$

В случае двух рядов труб

$$\varphi_{12} = 1 - (1 - 0{,}85)^2 = 0{,}977; \quad \varphi_{21} = 0{,}467;$$

$$H_{12} = \varphi_{12} s = 0{,}11 \ [м^2/м].$$

В остальном задача решается так же, как для одиорядного пучка.

14-8. Коэффициент теплоотдачи излучением

При расчетах сложного теплообмена, когда передача тепла происходит как посредством излучения, так и путем конвекции, удобно вводить в рассмотрение коэффициент теплоотдачи излучением (радиацией):

$$\alpha_л = \frac{E_{12}}{T_1 - T_2}. \tag{14-39}$$

Суммарное количество тепла, переданное излучением и конвекцией, равно:

$$Q = Q_л + Q_к = \alpha (t_1 - t_2) F, \tag{14-40}$$

где

$$\alpha = \alpha_л + \alpha_к. \tag{14-41}$$

Коэффициент теплоотдачи излучением $\alpha_л$ характеризует интенсивность лучистого теплообмена и численно равен удельному лучистому потоку, отнесенному к единице температурного напора.

Пример. Определить теплоотдачу излучением от поверхности отопительного радиатора в помещение. Радиатор—панельного типа, т. е. самооблучение отсутствует. Температура стенок радиатора, практически равная температуре греющей воды, 90° С. Температура помещения, включая и стены, равна 20° С. Степень черноты поверхности радиатора $\varepsilon_1 = 0{,}9$.

Так как поверхность стен значительно больше поверхности радиатора ($F_1/F_2 \to 0$), то, преобразовав формулу (14-37), получаем:

$$\varepsilon_{пр} = \varepsilon_1 = 0{,}9.$$

Воспользовавшись формулой (14-38), находим:

$$E_{12} = \frac{Q_{12}}{F_1} = 4{,}9\,\varepsilon_1 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] =$$

$$= 4{,}9 \cdot 0{,}9 \cdot \left[\left(\frac{363}{100}\right)^4 - \left(\frac{293}{100}\right)^4\right] = 441 \ ккал/м^2 \cdot час.$$

По формуле (14-39)

$$\alpha_л = \frac{441}{90 - 20} = 6{,}3 \ ккал/м^2 град \cdot час.$$

Теплоотдача излучением от отопительного радиатора соизмерима с теплоотдачей свободной конвекцией.

14-9. Действие экранов

С помощью экранов можно существенно уменьшить теплоотдачу излучением и улучшить защиту тел от теплового излучения. При расчетах теплообмена экран обычно рассматривается как непрозрачная для теплового излучения поверхность, обладающая бесконечно

высокой теплопроводностью. При постановке экранов между взаимно излучающими поверхностями приведенная степень черноты системы значительно снижается. Например, если между двумя безграничными параллельными поверхностями со степенями черноты ε_1 и ε_2 разместить n экранов, то приведенная степень черноты системы будет равна:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 + \sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{1}{\varepsilon'_{iэкр}} + \frac{1}{\varepsilon''_{iэкр}} - 1 \right)}, \qquad (14\text{-}42)$$

где $\varepsilon'_{iэкр}$ и $\varepsilon''_{iэкр}$ — степени черноты поверхностей i-го экрана.

При равенстве степеней черноты поверхностей экранов

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{(n+1)\left(\frac{2}{\varepsilon} - 1\right)}. \qquad (14\text{-}43)$$

Из этой формулы видно, что при постановке n экранов теплообмен излучением может быть снижен в $(n+1)$ раз.

Чем выше отражательная способность экрана (ниже его степень черноты), тем сильнее снижается теплообмен излучением при экранировании.

Например, если для двух поверхностей с $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0{,}8$ приведенная степень черноты $\varepsilon_{пр} = 0{,}667$, то при постановке одного экрана с $\varepsilon_{экр} = 0{,}8$ получаем $\varepsilon_{пр} = 0{,}333$, а при постановке одного экрана с $\varepsilon_{экр} = 0{,}05$ приведенная степень черноты снижается до $\varepsilon_{пр} = 0{,}025$, т. е. примерно в 27 раз.

Пример: Определить число экранов, необходимых для того, чтобы поддержать температуру внешней поверхности полой обмуровки печи не выше $t_2 = 100°$ С, если температура внутренней поверхности полой обмуровки $t_1 = 500°$ С. Теплопроводностью и конвекцией пренебречь. Степень черноты экранов и стенок принять одинаковой $\varepsilon = 0{,}87$.

Теплоотдача во внешнюю среду происходит свободной конвекцией и излучением. Температура окружающего воздуха $t_0 = 25°$ С.

Тепловой поток к внешней поверхности обмуровки $q_{внутр}$ равен тепловым потерям обмуровки в окружающую среду $q_{внешн}$

$$q_{внутр} = q_{внешн}.$$

Ввиду того, что по условию задачи передача тепла от внутренней поверхности полой обмуровки к ее внешней поверхности происходит лишь путем излучения, удельный тепловой поток к внешней поверхности обмуровки

$$q_{внутр} = 4{,}9\,\varepsilon_{пр}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] [ккал/м^2 \cdot час].$$

Приведенная степень черноты системы при установке между стенками n плоских экранов и $\varepsilon_{экр} = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ по формуле (14-43)

$$\varepsilon_{пр} = \frac{\varepsilon}{(n+1)(2-\varepsilon)}$$

и, следовательно,

$$q_{внутр} = \frac{4{,}9 \cdot 0{,}87}{(n+1)(2-0{,}87)}\left[\left(\frac{773}{100}\right)^4 - \left(\frac{373}{100}\right)^4\right] =$$

$$= \frac{12800}{n+1}[ккал/м^2 \cdot час].$$

Тепловые потери обмуровки в окружающую среду $q_{внешн}$ складываются из теплоотдачи свободной конвекцией

$$q_к = \alpha_к (t_2 - t_0)\,[ккал/м^2 \cdot час]$$

и излучением

$$q_л = 4{,}9 \cdot \varepsilon\left[\left(\frac{T_2}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right][ккал/м^2 \cdot час].$$

При $\Delta t = 100 - 25 = 75°$ С для воздуха величина $Pr \cdot Gr > 2 \cdot 10^7$ и, следовательно, коэффициент теплоотдачи свободной конвекцией по формуле (10—5в) равен:

$$\alpha_к = A_3 \Delta t^{1/3}[ккал/м^2 \cdot час \cdot град].$$

По табл. 10-2 для этих условий и $\bar{t} = \frac{100+25}{2} = 62°$ С коэффициент $A_3 = 1{,}24$.

Следовательно,

$$q_к = 1{,}24\,(100-25)^{1/3} = 392\ ккал/м^2 час.$$

Тепловые потери излучением

$$q_л = 4{,}9 \cdot 0{,}87\left[\left(\frac{373}{100}\right)^4 - \left(\frac{298}{100}\right)^4\right] = 486\ ккал/м^2 \cdot час.$$

Таким образом, тепловые потери обмуровки в окружающую среду

$$q_{внешн} = 392 + 486 = 878\ ккал/м^2 \cdot час.$$

По условию

$$q_{внутр} = q_{внешн};$$

$$\frac{12800}{n+1} = 878,$$

откуда необходимое количество экранов

$$n = \frac{12800}{878} - 1 = 14.$$

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

15-1. Уравнение переноса лучистой энергии

В общем случае поглощательиая способиость различных полупрозрачных сред в значительной степени зависит от длины волны. Поэтому закон поглощения рассматривается, в первую очередь, для монохроматического излучения.

По аналогии с (14-12а) уравнеиие лучистого обмена в объеме поглощающей и излучающей среды записывается для монохроматического излучения в виде

$$\frac{1}{a'}\xi = \eta_{пад} - \eta_0, \tag{15-1}$$

где ξ — результативиый спектральный лучистый поток едииицы объема среды;

$\eta_{пад}$ — падающий иа рассматриваемый элементарный объем спектральный лучистый поток;

$\eta_0 = 4I_0$ — учетверенный спектральиый лучистый поток полусферического излучения абсолютно черного тела;

a' — локальиое зиачение коэффициента поглощения среды вокруг даиной точки.

Величииа падающего лучистого потока связаиа со спектральной интенсивностью луча (калорической яркостью) b соотношением:

$$\eta_{пад} = \int_{4\pi} b\,d\omega. \tag{15-2}$$

Калорическая яркость луча в данном иаправлении определяется уравнеиием:

$$\frac{db}{dx} = -K_\lambda(x)\,b + \frac{\eta_{эфф}(x)}{4\pi}. \tag{15-3}$$

Здесь $K_\lambda(x)$ — спектральиый коэффициент ослабления луча;

$\eta_{эфф}$ — эффективное излучеиие объема, окружающего рассматриваемую точку, складывающееся из собственного $\eta_{соб}$ и рассеянного $\eta_{расс}$ излучений:

$$\eta_{эфф} = \eta_{соб} + \eta_{расс}. \tag{15-4}$$

Для условий, когда эффектнвным излучением среды $\eta_{эфф}$ можно пренебречь, уравнеиие (15-3) принимает вид:

$$\frac{db}{b} = -K_\lambda(x)\,dx. \tag{15-5}$$

При $K_\lambda = \text{const}$ получаем:

$$b = b_0 e^{-K_\lambda l}, \tag{15-6}$$

где l — длиа пути луча.

Коэффициеит поглощеиия среды a_λ равен отношеиию поглощеиого лучистого потока к падающему, т. е.

$$a_\lambda = 1 - e^{-K_\lambda l}. \tag{15-7}$$

Таким образом, поглощательиая способиость среды зависит от физических свойств этой среды, определяемых для заданного моиохроматического излучения спектральным коэффициентом ослабления лучей K_λ, и от длины пути луча в среде l.

Для интегрального излучеиия

$$a = 1 - e^{-Kl}, \tag{15-8}$$

где K — эффективное зиачеиие коэффициента ослабления лучей в даниой среде.

Формулы (15-7) и (15-8) могут быть использованы для расчета поглощательиой способности различных полупрозрачных сред (газы, светящиеся пламена, запыленные потоки).

15-2. Излучение газов

Газовое излучение рассматривается как излученне иесветящегося пламени. Основиой особенностью излучения этого пламеии является селективность, т. е. способиость испускать и поглощать энергию лишь в определенных полосах спектра абсолютно черного тела. Несветящиеся пламена излучают только в тех областях спектра, в которых $K_\lambda \neq 0$, и характеризуются в средием сравнительио высокой прозрачностью.

Двухатомные газы обладают настолько низкими зиачеииями K_λ, что практически прозрачны для теплового излучеиия. Зиачительно меньшей прозрачностью обладают трехатомные газы.

В топочной технике наибольшее значение имеет излучение таких трехатомных газов, как углекислота (CO_2) и водяной пар (H_2O). Для каждого из этих газов существуют три наиболее важные в энергетическом отиошеиии полосы спектра, в которых происходит излучение и поглощеиие эиергии (табл. 15-1).

Таблица 15-1

Наиболее важные в энергетическом отношении полосы спектров углекислоты и водяного пара

Газ	CO_2			H_2O		
Номер полосы	λ_1, *мкн*	λ_2, *мкн*	$\Delta\lambda$, *мкн*	λ_1, *мкн*	λ_2, *мкн*	$\Delta\lambda$, *мкн*
1	2,36	3,02	0,66	2,24	3,27	1,03
2	4,01	4,80	0,79	4,80	8,50	3,70
3	12,50	16,50	4,00	12,00	25,00	13,00

Ослабление лучей в газовой среде зависит от рода газа, температуры и числа молекул, иаходящихся иа пути лучей в данной среде. Согласио правилу Бэра поглощательная способность газа должна в равной мере зависеть от давления газа p_i и толщины слоя l. Поэтому вместо параметров p_i и l в рассмотрение обычно вводится величина их произведеиия $p_i l$, характеризующая эффективность ослабления.

Интегральная поглощательиая способиость, или степеиь черноты газов, определяется как фуикция от температуры T и произведения $p_i l$:

$$\varepsilon_{z,i} = f(T;\ p_i l). \tag{15-9}$$

Опыт показывает, что правило Бэра удовлетворительно соблюдается для углекислоты.

Излучение водяных паров при постоянном $p_{H_2O} l$ оказывается зависящим также от величины p_{H_2O}, что свидетельствует об отклонении от правила Бэра.

Газовое излучение характеризуется иесколько более слабой зависимостью от температуры, чем излучение серых твердых тел. Излучение паров углекислоты пропорционально абсолютной температуре в степени 3,5, а излучение водяиого пара — кубу абсолютиой температуры. В практических расчетах для упрощения методики условно принимают, что излучеиие газов, так же как излучение твердых тел, пропорциоиально четвертой степенн их абсолютной температуры. При этом вводятся соответствующие температурные поправки в величины степеин чериоты этих газов.

На рис. 15-1 и 15-2 приведены графики для определения степени черноты углекислоты ε_{CO_2} и водяного пара ε_{H_2O} в зависимости от T и $p_i l$ [Л. 15-9, 15-10].

В определенную из графика рис. 15-2 степень черноты водяных паров ε_{H_2O} иеобходимо ввести поправку на парциальное давление p_{H_2O}, учитывающую отклоиение от правила Бэра. Эта поправка β определяется для заданных значений $p_{H_2O} l$ в зависимости от p_{H_2O} по графику рис. 15-3, а степень черноты водяиых паров вычисляется как произведенне $\beta\varepsilon_{H_2O}$.

Поправка β даиа для случая, когда общее давлеиие $p = 1$ *ата*. Зависимость степени черноты водяиых паров от величины общего давления изучеиа иедостаточно; иекоторые приближенные даиные приведены в [Л. 15-10].

Суммариое излучение смеси газов в общем случае оказывается несколько иижe суммы излучений составляющих компоиентов, взятых раздельно:

$$\varepsilon_z < \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O}. \tag{15-10}$$

Это связано с тем обстоятельством, что в силу взаимного перекрытия полос поглощения и излучения этих газов часть эиергии поглощается.

На рис. 15-4 приведены зиачения поправки иа взаимиое перекрытие полос поглощения при температурах до 900° С, полученной ие

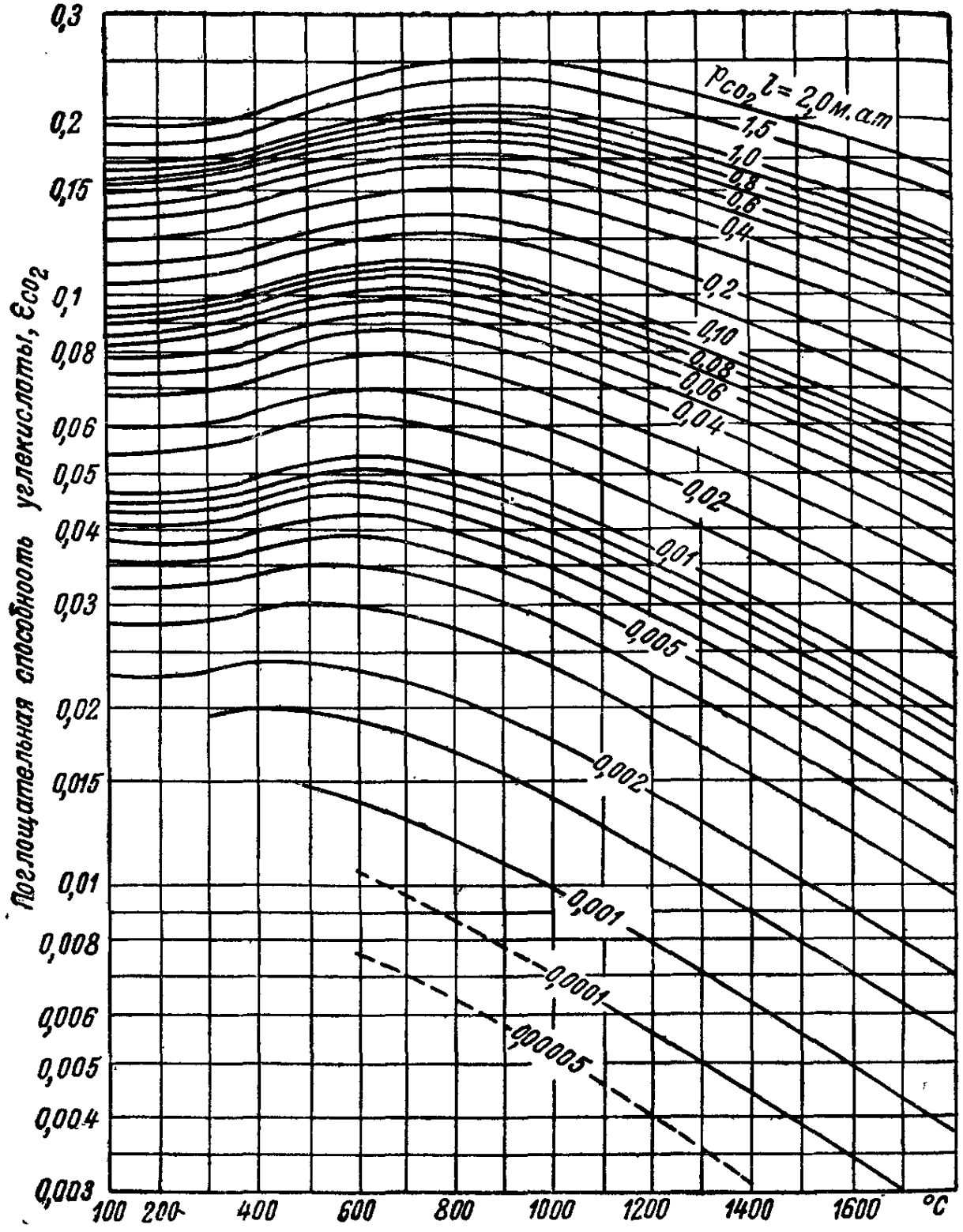


Рис. 15-1. Степень черноты углекислоты

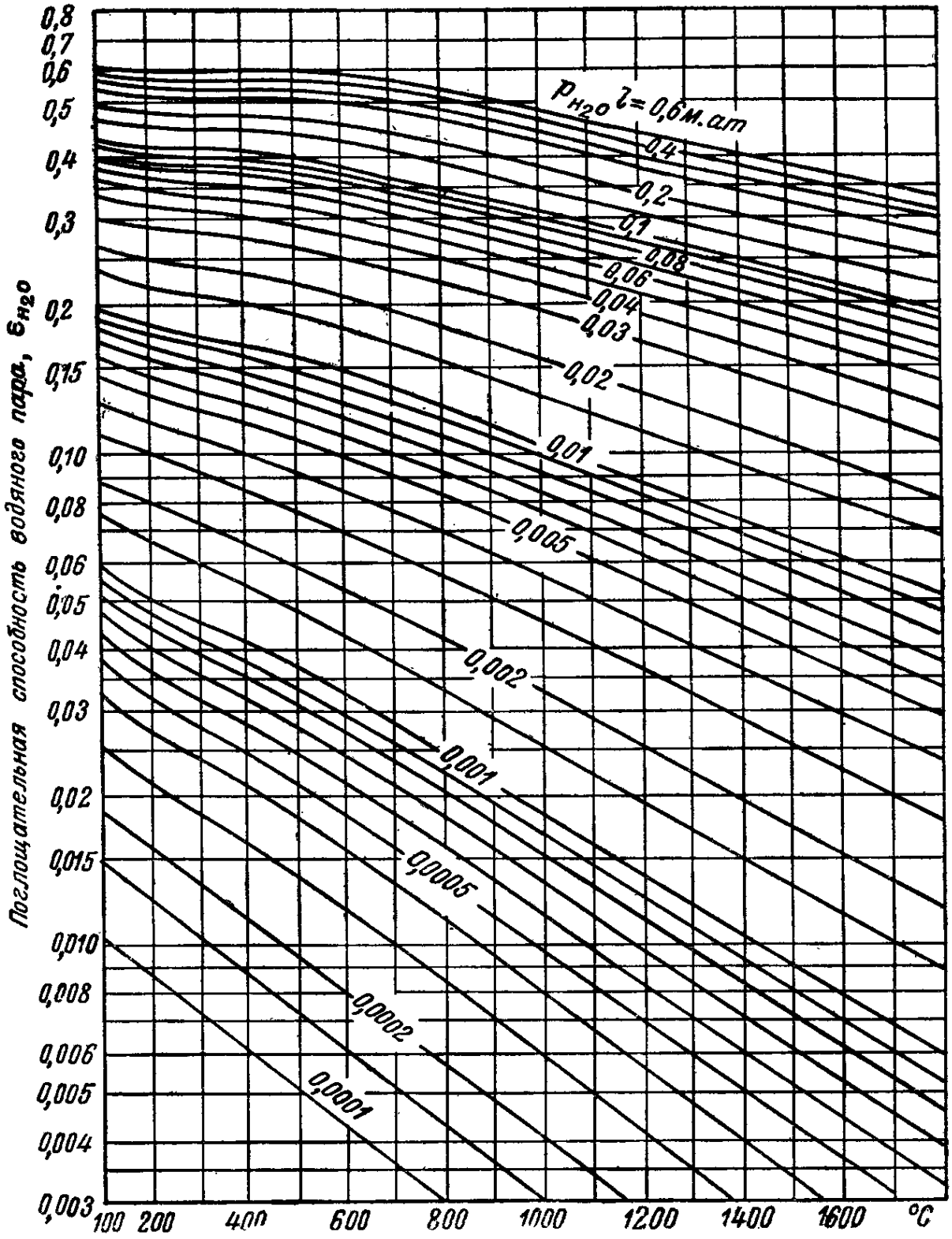


Рис. 15-2. Степень черноты водяных паров

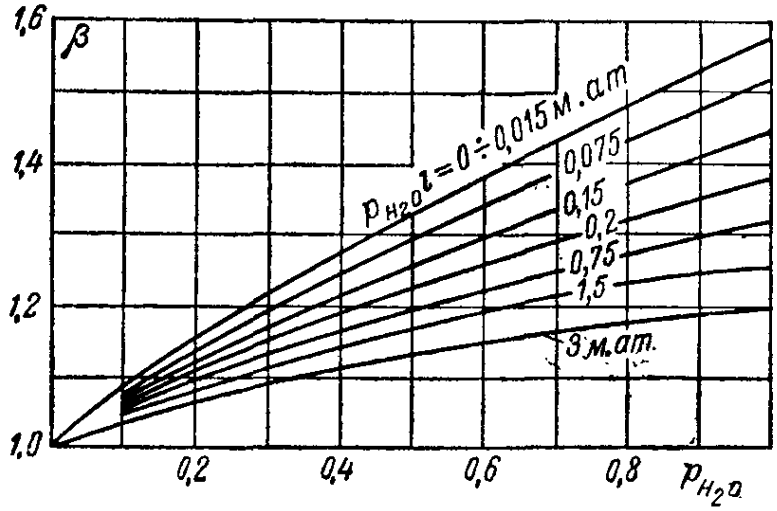


Рис. 15-3. Поправка на парциальное давление водяных паров. Общее давление $p = 1$ *ата*

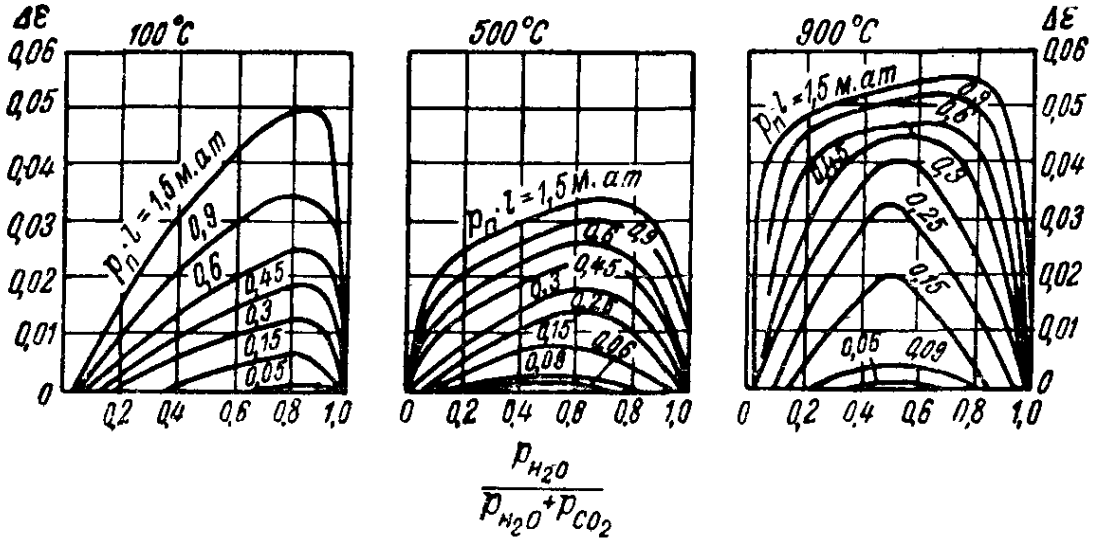


Рис. 15-4. Поправка на взаимное перекрытие полос излучения углекислоты и водяных паров

по опытным данным, а по расчетам [Л. 15-10]. Эта поправка учитывается по формуле:

$$\varepsilon_г = \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon. \qquad (15\text{-}11)$$

Абсолютная величина поправки $\Delta\varepsilon$, не превышающая обычно 5%, равна или меньше погрешности определения опытных значений степеней черноты CO_2 и H_2O. С учетом этого обстоятельства, а также низкой точности определения величины самой поправки, можно вычислять суммарную степень черноты газов по формуле:

$$\varepsilon_г = \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O}. \qquad (15\text{-}12)$$

Для расчета степени черноты дымовых газов энергетических топлив, сжигаемых в воздухе, можно пользоваться упрощенной ме

тодикой. Степень черноты дымовых газов рассчитывается по формуле (15-8), в которой

$$K = k_г p_п, \tag{15-13}$$

где $k_г$ — коэффициент ослабления лучей дымовыми газами, а

$p_п = p_{CO_2} + p_{H_2O}$ — суммарное парциальное давление углекислоты и водяных паров.

Коэффициент ослабления лучей дымовыми газами рассчитывается [Л. 15-3] по формуле:

$$k_г = \frac{0{,}8 + 1{,}6 r_{H_2O}}{\sqrt{p_п l}} (1 - 0{,}38 \cdot 10^{-3} T). \tag{15-14}$$

Формула (15-14) применима для значений $(pl)_{CO_2} = 0{,}008 \div 1{,}64$ *м·ата*; $(pl)_{H_2O} = 0{,}004 \div 1{,}30$ *м·ата* и $t = 450 \div 1650°$ С; $(T = t + 273)$.

Для определения $k_г$ используется график рис. 15-5.

По величине произведения $k_г p_п l$ можно из рис. 15-6 найти значение степени черноты газов.

В приведенных формулах предполагается, что длина пути луча l во всех направлениях одна и та же, т. е. рассматривается излучение газовой полусферы на центр основания. В практике встречаются газовые объемы самой различной формы, для которых длина пути луча в разных направлениях различна. Излучение таких объемов заменяется излучением эквивалентной полусферы с раднусом, равным эффективной длине пути луча $l_{эфф}$. Значения эффективной длины пути луча для различных встречающихся на практике форм газового объема приведены в табл. 15-2. Эффективная толщина излучающего слоя при встречающихся на практике значениях $p_п$ может быть также рассчитана по приближенной формуле:

$$l_{эфф} = (3{,}5 \div 4{,}0) \frac{V}{F} \approx 3{,}6 \frac{V}{F}, \tag{15-15}$$

где V и F — соответственно объем газового тела и площадь окружающей оболочки.

Лучистый теплообмен между газом и окружающей его серой оболочкой, имеющей температуру $T_{ст} \neq 0$, приближенно рассчитывается по формуле:

$$E = 4{,}9 \varepsilon_{ст.эфф} \left[\varepsilon_г \left(\frac{T_г}{100} \right)^4 - a_г \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right], \tag{15-16}$$

где $\varepsilon_{ст.эфф}$ — эффективная степень черноты оболочки в присутствии излучающего газа;

$\varepsilon_г$ и $a_г$ — соответственно степень черноты газа при температуре $T_г$ и его поглощательная способность при температуре оболочки $T_{ст}$.

Эффективная степень черноты оболочки в присутствии излучающего газа несколько выше ее действительной степени черноты:

$$1 > \varepsilon_{ст.эфф} > \varepsilon_{ст}. \tag{15-17}$$

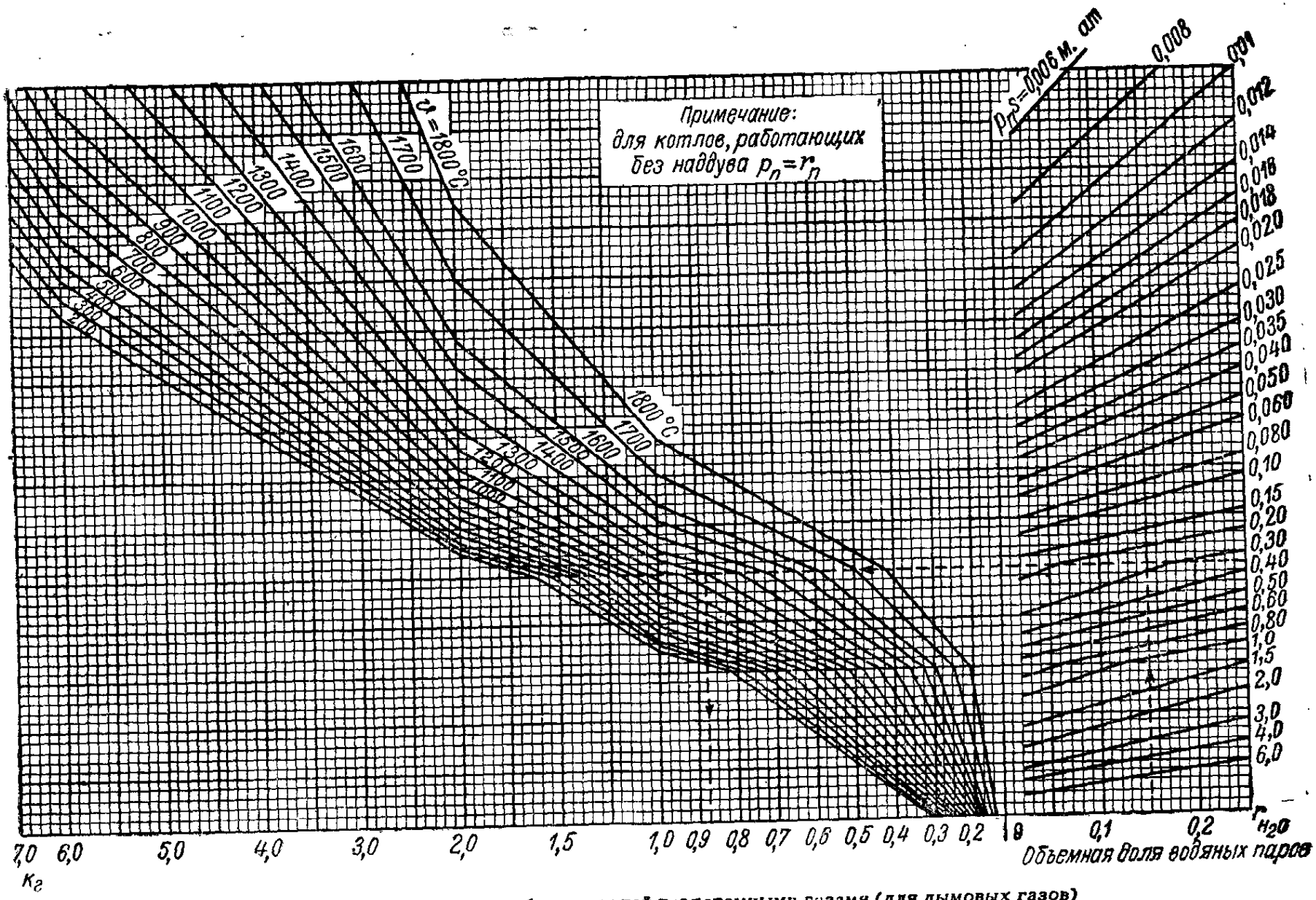


Рис. 15-5. Коэффициент ослабления лучей трехатомными газами (для дымовых газов)

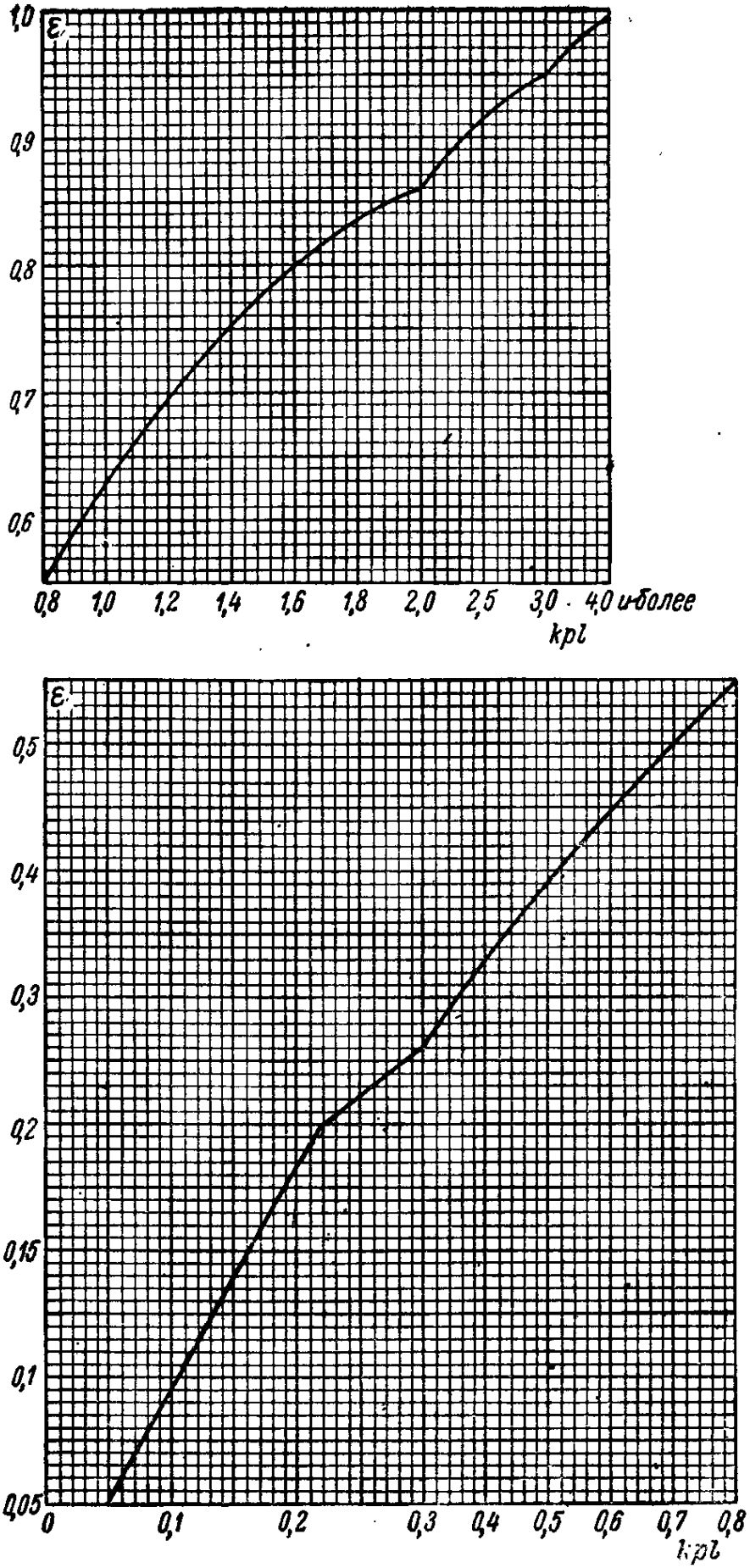


Рис. 15-6. Зависимость степени черноты ε от показателя экспоненты $k \cdot p \cdot$

Таблица 15-2

Эффективная длина пути луча для объемов различной формы

№ п/п.	Форма объема	$l_{эфф}$
1	Сфера диаметром D	$0{,}60D$
2	Куб со стороной a	$0{,}60a$
3	Бесконечный цилиндр диаметром D, излучающий на центр основания	$0{,}90D$
4	Прямой круговой цилиндр с высотой $h=D$, излучающий на центр основания	$0{,}77D$
5	Такой же цилиндр, излучающий на боковую поверхность	$0{,}60D$
6	Бесконечный цилиндр с полукруглым основанием радиуса R, излучающий на середину плоской поверхности	$1{,}26R$
7	Слой толщиной δ между двумя параллельными бесконечными плоскостями	$1{,}80\delta$
8	Прямоугольный параллелепипед со сторонами: $a\times2a\times6a$, где a—длина наименьшего ребра, излучающий на любую из граней ($a\times2a$; $a\times6a$; $2a\times6a$)	$1{,}06a$
9	Межтрубное пространство, образованное пучком труб с диаметром D; шаг труб поперек хода газов s_1 и продольный шаг труб s_2; длина труб $l>D$ [Л.15-7]:	
	при $\frac{s_1+s_2}{D}\leqslant 7{,}0$	$(1{,}87\frac{s_1+s_2}{D}-4{,}1)\,D$
	при $7{,}0<\frac{s_1+s_2}{D}<13$	$(2{,}82\frac{s_1+s_2}{D}-10{,}6)\,D$

Величины $\varepsilon_{ст.эфф}$ для двух значений $\varepsilon_{ст}$, представляющих пределы наиболее часто встречающихся на практике степеней черноты стенки, приведены в табл. 15-3.

Таблица 15-3

Величины $\varepsilon_{ст.эфф}$

№ п/п	Излучающий газ	$\varepsilon_{ст}=0{,}80$			$\varepsilon_{ст}=0{,}90$		
		$(p_{CO_2}+p_{H_2O})\,l$, м·ат					
		0,003	0,06	0,6	0,003	0,03	0,6
1	Чистый водяной пар	0,96	0,90	0,85	0,98	0,95	0,93
2	Чистая углекислота	0,87	0,83	0,82	0,94	0,93	0,92
3	Смесь 0,5 H_2O+0,5 CO_2	0,90	0,86	0,85	0,95	0,94	0,93

Приближенно эффективная степень черноты может быть оценена по формуле:

$$\varepsilon_{ст.эфф}\approx\frac{\varepsilon_{ст}+1}{2} \qquad (15\text{-}18)$$

Для случаев, когда газ излучает на некоторую поверхность через малое отверстие, эффективная степень черноты оболочки принимается равной ее действительной степени черноты:

$$\varepsilon_{ст.эфф} = \varepsilon_{ст}. \tag{15-19}$$

Поглощательная способность газа при температуре оболочки рассчитывается по формуле:

$$a_г = \varepsilon_{CO_2}\left(\frac{T_г}{T_{ст}}\right)^{0,65} + \beta\varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon, \tag{15-20}$$

в которой величины ε_{CO_2}, ε_{H_2O} и $\Delta\varepsilon$ отнесены к температуре $T_{ст}$.

В технических расчетах обычно принимают:

$$\varepsilon_г = a_г, \quad \Delta\varepsilon = 0. \tag{15-21}$$

15-3. Излучение светящегося пламени

Излучение светящегося пламени связано с наличием в нем большого количества мельчайших сажистых частиц, температура которых близка к температуре несущего их газа [Л. 15-14]. Факторы, влияющие на процесс сажеобразования и на связанную с ним светимость пламени, изучены еще недостаточно. Светящееся пламя излучает и поглощает энергию во всех областях спектра абсолютно черного тела. Поглощательная способность светящегося пламени зависит от длины волны λ и возрастает с ее уменьшением. Для расчета спектральной поглощательной способности светящегося пламени можно использовать формулу (15-7), принимая

$$K_\lambda = k_\lambda c, \tag{15-22}$$

где k_λ — коэффициент ослабления лучей сажистыми частицами, а

c — концентрация частиц сажи в газе.

По данным [Л. 15-11] коэффициент ослабления лучей сажистыми частицами

$$k_\lambda \sim \lambda^{-n}. \tag{15-23}$$

Для видимой области спектра показатель дисперсии $n = 1{,}39$, а для инфракрасной области спектра $n = 0{,}95$.

По более точным данным [Л.15-12]

$$k_\lambda \sim \lambda^{-n + m \lg \lambda}, \tag{15-24}$$

где n и m берутся по графикам рис. 15-7 в зависимости от диаметра сажистых частиц d (для видимой области спектра $m = 0$).

Практическое использование этих формул крайне затруднено выбором величин c и d. Поэтому расчеты ведутся или на основе эмпирических формул, по которым рассчитывается интегральное излучение светящегося пламени для определенных условий сжигания топлива, или на основании определения некоторых доступных для непосредственного измерения характеристик данного пламени.

В качестве примера рассматривается методика определения излучательной способности светящегося пламени по измеренным величинам яркостной и цветовой температур [Л. 15-12].

Яркостной, или черной, температурой пламени называют температуру $T_{\lambda s}$ абсолютно черного тела, при которой его спектральная яркость $b_{\lambda 0}$ равна спектральной яркости b_λ изучаемого пламени.

Из условия

$$b_\lambda = \sigma_0 a_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} = b_{\lambda 0} = \sigma_0 \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{\lambda s}}} \tag{15-25}$$

следует, что

$$\frac{1}{T_{\lambda s}} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \ln a_\lambda. \tag{15-26}$$

Здесь c_1 и c_2 — константы формулы (14-1);
T, °К — температура пламени;
a_λ — поглощательная способность пламени.

Цветовой температурой пламени называют температуру T_F абсолютно черного тела, при которой отношение спектральных яркостей излучения абсолютно черного тела для двух длин волн λ_1 и λ_2 такое же, как для данного пламени.

Цветовая температура определяется из формулы:

$$\frac{1}{T_F} = \frac{\dfrac{1}{\lambda_1 T_{\lambda_1 s}} - \dfrac{1}{\lambda_2 T_{\lambda_2 s}}}{\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}}. \tag{15-27}$$

Из (15-27) и (15-26) следует, что

$$\frac{1}{T_F} = \frac{1}{T} + \frac{1}{c_2 \left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}\right)} \ln \frac{a_{\lambda_1}}{a_{\lambda_2}}. \tag{15-28}$$

Яркостная температура всегда значительно ниже истинной температуры пламени.

Цветовая температура всегда несколько выше истинной температуры пламени.

При $a_{\lambda_1} = a_{\lambda_2} = a$ температура $T_F = T$, т. е. чем слабее зависит спектральная поглощательная способность пламени a_λ от длины волны λ, тем меньше разница между цветовой и истинной температурами пламени. Чем меньше размер сажистых частиц, тем меньше показатель дисперсии n и, следовательно, тем слабее зависимость a_λ от λ. Поэтому при малых сажистых частицах велнчина T_F ближе к истинной температуре пламени, чем при больших. С другой стороны, чем меньше размер сажистых частиц, тем ниже a_λ и тем больше различие между яркостной и истинной температурами. Таким образом, уменьшенне размера сажистых частиц сближает цветовую и истинную температуры и увеличнвает расхождение между яркостной и истнной температурами. Указанное соотношение между цветовой и яркостной температурами в области малых и больших размеров частиц в значительной степени исключает влияние размера частиц сажи

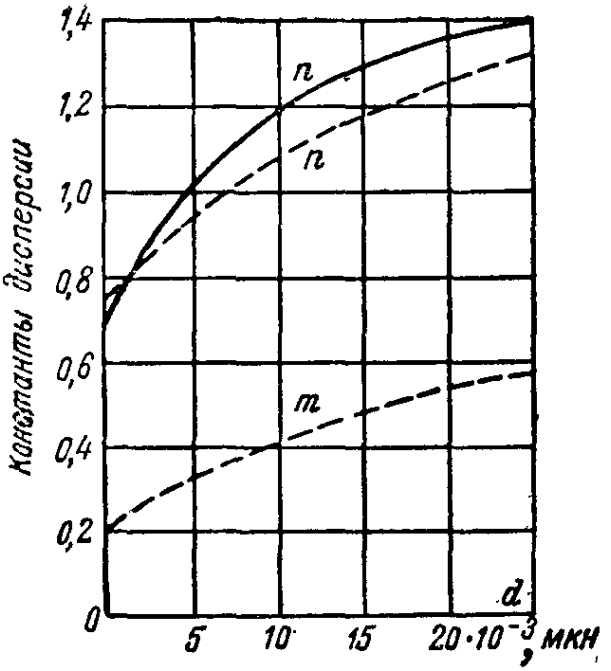


Рис. 15-7. Зависимость констант дисперсии n и m от среднего диаметра сажистых частиц

——— видимый спектр; — — — — инфракрасный спектр

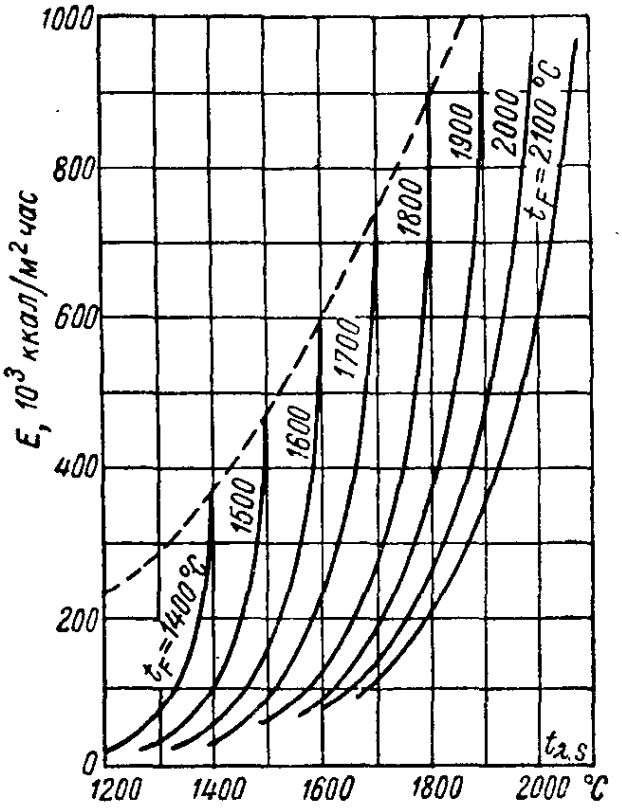


Рис. 15-8. Зависимость энергии полусферического излучения светящегося пламени от цветовой T_F и яркостной $T_{\lambda s}$ температур

на рассчитанную по цветовой и яркостной температурам энергию излучения светящегося пламени.

На этом основании излучение светящегося пламени рассчитывается по двум исходным параметрам — цветовой и яркостной температурам, которые могут быть одновременно измерены оптическим яркостно-цветовым пирометром.

На рис. 15-8 представлена зависимость энергии полусферического излучения светящегося пламени E от его цветовой T_F и яркостной $T_{\lambda s}$ температур. Этот график построен для измерения оптическим пирометром с эффективной длиной волны $\lambda_0 = 0{,}58$ *мкм* при $n = 1{,}2$. На основании приведенного графика по измеренным значениям цветовой и яркостной температур определяется энергия излучения E. В случае абсолютно черного тела цветовая и яркостная температуры равны истинной температуре. Этому условию отвечает проведенная на графике пунктирная кривая, описывающая излучение абсолютно черного тела.

Во всех рассмотренных методах расчета светящееся пламя рассматривалось как однородная мелкодисперсная среда с постоянными по всему объему среды температурой и поглощательной способностью. В действительности любое светящееся пламя всегда является неоднородным как по температуре, так и по поглощательной способности. Поэтому под истинной температурой реального пламени понимается локальная температура в некотором элементе объема, внутри которого температура может быть принята постоянной. Тем-

пература T, определенная из уравнений (15-26) и (15-28), в случае реального пламени не является истинной температурой, и ее можно рассматривать как некоторую условную характеристику пламени. Действительное излучение неоднородного светящегося пламени всегда заключено между двумя пределами [Л. 15-13]. В качестве нижнего предела принимается излучение, определяемое на основании измерений яркостной и цветовой температур. В качестве верхнего предела— излученне, определяемое на основании измерения температуры обращения T_v.

Под температурой обращения понимают такую температуру абсолютно черного тела T_v, при которой это тело видно сквозь светящееся пламя таким же ярким, как и при отсутствии пламенн. В этом случае энергия излучения пламенн численно равна энергии, поглощенной светящимся пламенем из излучения абсолютно черного тела.

Температуру T, определенную из формулы (15-28), будем обозначать T_{Fs}. Таким образом, излучение неоднородного светящегося пламени может быть рассчитано либо по температуре T_v, либо по температуре T_{Fs}:

$$\left.\begin{aligned} E_v &= \int_0^\infty a_\lambda I_{\lambda 0}(T_v, \lambda)\, d\lambda \\ \text{или} \\ E_{Fs} &= \int_0^\infty a_\lambda I_{\lambda 0}(T_{Fs}, \lambda)\, d\lambda. \end{aligned}\right\} \qquad (15\text{-}29)$$

Здесь $I_{\lambda 0}$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела, определяемая по формуле (14-1) соответственно для температур

$$T = T_v \text{ и } T = T_{Fs}.$$

Величина поглощательной способности a_λ может быть рассчитана, если известна яркостная температура $T_{\lambda_1 s}$ при некоторой длине волны λ_1 и температура T_v или T_{Fs}. Из уравнения (15-26) поглощательная способность пламени при длине волны λ_1 равна:

$$a_{\lambda_1} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_1}\left(\frac{1}{T_{\lambda_1 s}} - \frac{1}{T}\right)}. \qquad (15\text{-}30)$$

Зная $T_{\lambda_1 s}$, λ_1 и подставляя вместо T значение T_v или T_{Fs}, можем вычислить a_{λ_1}.

Зная a_{λ_1} и показатель дисперсии n, иаходим величину a_λ, после исключения cl из уравнения $a_\lambda = 1 - e^{-\frac{cl}{\lambda^n}}$, по формуле:

$$a_\lambda = 1 - e^{-\left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^n \ln \frac{1}{1-a_{\lambda_1}}}. \qquad (15\text{-}31)$$

Показатель дисперсии n обычно или задается, или рассчитывается по значениям поглощательной способности при двух длинах волн λ_1 и λ_2:

$$n = \frac{\ln \ln \frac{1}{1-a_{\lambda_1}} - \ln \ln \frac{1}{1-a_{\lambda_2}}}{\ln \lambda_2 - \ln \lambda_1}. \qquad (15\text{-}32)$$

Таким образом, можно рассчитать излученне неоднородного светящегося пламенн по измеренным значениям яркостной и цветовой температур или по значенням яркостной температуры и температуры обращения. Истинное значение энергии излучения принимается равным

$$E = \frac{1}{2}(E_v + E_{Fs}).$$

Для условий сажеобразования, характерных для топок паровых котлов при сжигании жидких топлив и твердых топлив, богатых летучимн, практический расчет интегральной поглощательной способиости светящегося пламени можно проводить по формуле (15-8), в которой коэффициент ослабления луча

$$K = (1{,}6 \cdot 10^{-3} T - 0{,}5)\, p, \qquad (15\text{-}33)$$

где T — температура газов на выходе из топочной камеры, °К;
p — давление в топке [Л. 15-4].

15-4. Излучение запыленных потоков

Под запыленными потоками обычно понимают потоки газа, несущие взвешенные в нних твердые частицы, размеры которых значительно превышают длину волны излучения. В дымовых газах содержатся частнцы золы или угольной пыли, размеры которых в среднем колеблются от 5 до 100 *мкн*.

Если твердые частицы взвещены в лучепрозрачном газе (например пыле-воздушный поток), то излучательная и поглощательная способность таких сред определяется для заданных температур и толщин слоя лишь концентрацией, размерами и физическнмн свойствами самих частиц.

Поглощательная способность запыленного потока в этом случае рассчитывается по формуле (15-8), а коэффициент ослабления

$$K = k'_n \mu' F, \qquad (15\text{-}34)$$

где k'_n — коэффициент ослаблення лучей частицами;
F — средняя удельная поверхность пыли, $м^2/г$;
μ' — концентрация пыли, $г/м^3$.

Величина произведения $k'_n F$ носит название эффективного сечения ослабления (иногда она условно называется коэффициентом ослабления лучей частицами) и обозначается k_n.

По данным [15-1, 15-2] эффективное сечение ослабления определяется по формуле:

$$k_n = 0{,}42 \frac{A}{\gamma} \sqrt[3]{\frac{T}{d^2}}. \qquad (15\text{-}35)$$

Здесь T,°К — температура потока;
d [*мкн*] — средний диаметр частиц;
γ [*г/см*^{3}] — удельный вес пыли;
A — коэффициент, зависящий от рода топлива.

Значения коэффициента A для ряда топлив приведены в табл. 15-4.

Таблица 15-4

Значения коэффициента A в формуле (15-35)

Вид топлива	A	
	Золовая пыль	Угольная пыль
Печорский уголь	0,20	0,08
Подмосковный бурый уголь	0,15	—
Донецкий газовый уголь	0,15	0,06
Эстонский сланец	0,15	—
Тощий уголь	0,12	—
Антрацитовый штыб	0,08	0,14

Для определения a_n можно воспользоваться рис. 15-6, подставляя вместо произведения kpl значение $k_n\mu^1 l$.

Определение эффективных сечений ослабления k_n и коэффициентов поглощения a_n для золовой пыли следует производить по номограмме рис. 15-9.

Выражая концентрацию пыли μ в *г/нм*^{3} можно написать:

$$k_n = 0{,}42 \frac{A}{\gamma} 273 \sqrt[3]{\frac{1}{T^2 d^2}}. \qquad (15\text{-}36)$$

В ряде случаев, в частности в газоходах и топках котельных агрегатов, запыленными являются нелучепрозрачные трехатомные газы. Излучение такой среды складывается из излучения потухших трехатомных газов (CO_2 и H_2O) и излучения взвешенных в них твердых частиц. Суммарная поглощательная способность такого запыленного потока $a_{г+п}$ рассчитывается по формуле (15-8), в которой

$$K = k_г p_n + k_n \mu. \qquad (15\text{-}37)$$

Эффективное сечение ослабления для частиц золы при встречающихся в котельной практике условиях сгорания пылевидного топлива

$$k_n = 7 \sqrt[3]{\frac{1}{T^2 d^2}}. \qquad (15\text{-}38)$$

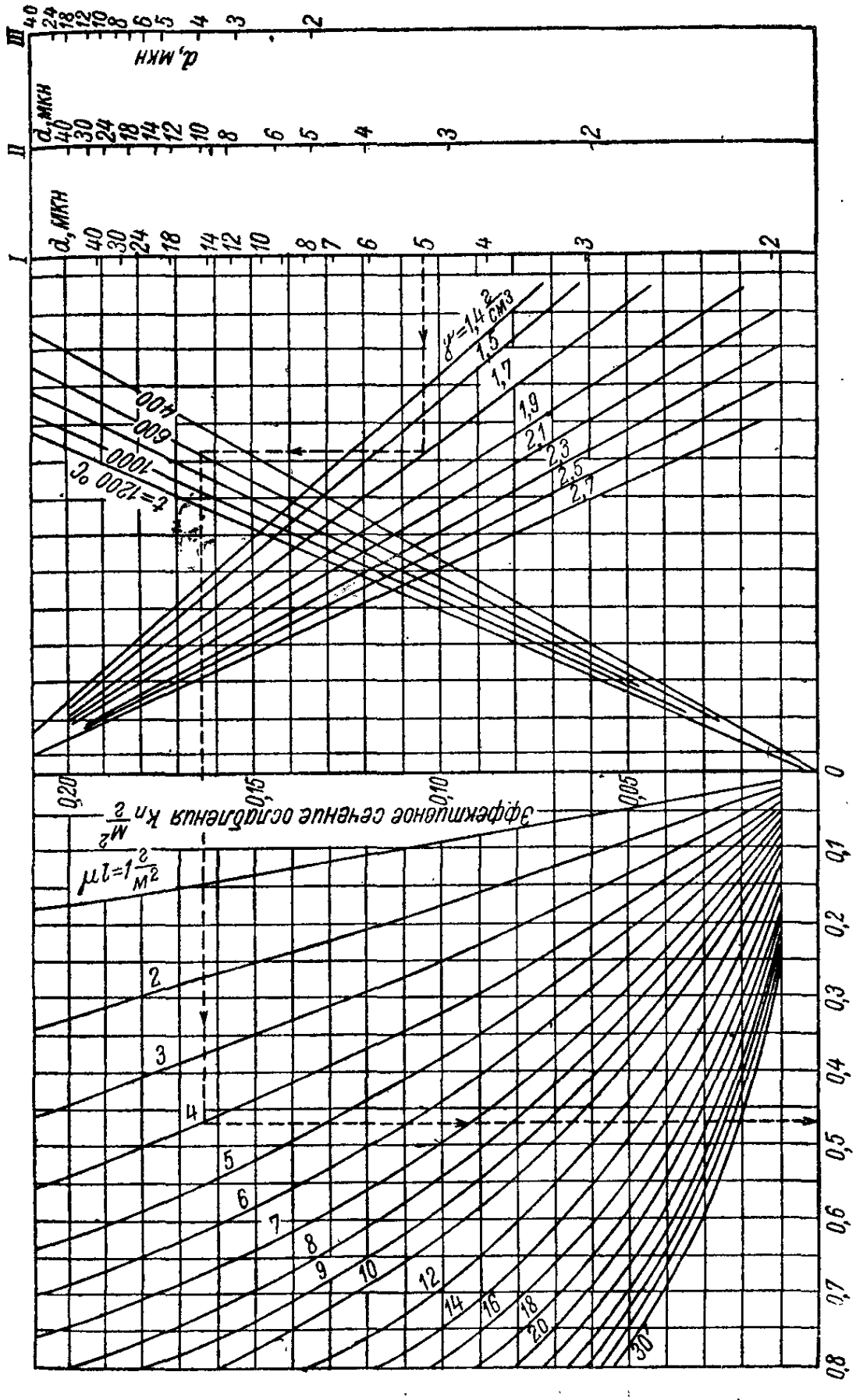


Рис. 15-9. Номограмма для определения коэффициента поглощения запыленного потока.

По линии *I* отсчитывают диаметр частиц при расчетах для золы печорского угля ПЖ, по линии *II* — для золы подмосковного бурого и донецкого газового углей, а также золы эстонских сланцев, по линии *III* — для золы витрацитового штыба

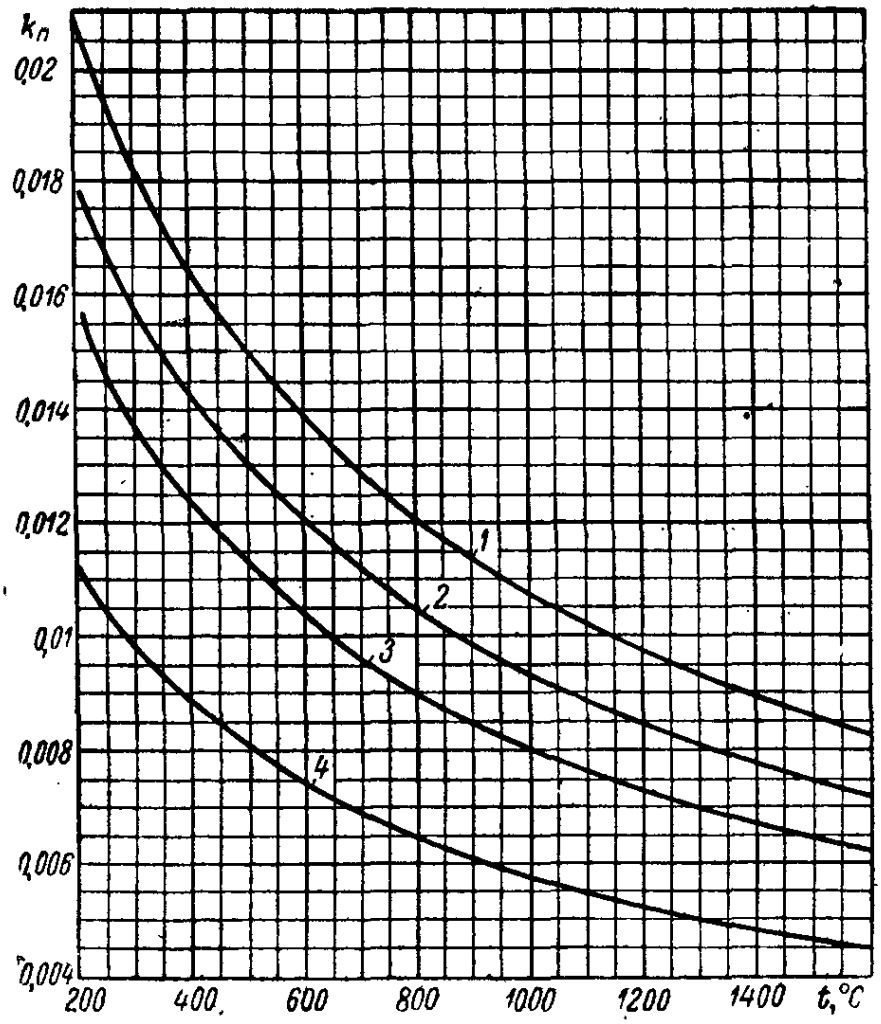


Рис. 15-10. Номограмма для определения эффективного сечения ослабления частиц золы

1 — зола углей, размолотых в барабаино-шаровых мельницах; *2* — зола углей, размолотых в среднеходных и быстроходных мельницах; *3* — зола углей и слаицев, размолотых в шахтных мельницах; *4* — зола фрезторфа в шахтно-мельничных топках

Формула (15-38) применяется при расчетах излучения запыленных золой газов в газоходах паровых котлов, а также для расчета излучения в топочной камере при пылевидном сжигании топлив, бедных летучими (антрациты и тощие угли), дающих полусветящееся пламя.

Для вычисления k_n необходимо знать средний диаметр золовых частиц d. Величина d зависит от вида топлива, условий размола и сжигания. На рис. 15-10 представлен график для определения эффективного сечения ослабления k_n в зависимости от температуры газов при различных фракционных составах золы. В качестве параметра принят средний диаметр золовых частиц, характеризуемый условиями размола топлива.

15-5. Теплообмен в топках котельных агрегатов

Современный метод расчета теплообмена в топках основывается на связи между критериями подобия, определяющими условия теплопередачи [Л. 15-5, 15-6]. Основная доля тепла обычно передается

поверхностям нагрева посредством излучения. Излучающей средой в общем случае являются трехатомные газы и взвешенные в них твердые частицы золы, сажи и топлива. По нормативному методу теплового расчета котельных агрегатов [Л. 15-8] различают три вида пламени в топочных камерах:

а) несветящееся пламя, получающееся при сжигании газообразных топлив, а также при слоевом (и факельно-слоевом) сжигании антрацитов и тощих углей;

б) полусветящееся пламя, получающееся при камерном сжигании топлив, бедных летучими (антрациты и тощие угли);

в) светящееся пламя, получающееся при сжигании жидких топлив, а также твердых топлив, богатых летучими.

Поглощательная способность топочной среды a рассчитывается по формуле (15-8), в которой толщина излучающего слоя l [$м$] подсчитывается по (15-15), а коэффициент ослабления K [$1/м$] определяется в зависимости от вида пламени. Расчет K ведется по температуре и составу газов в выходном сечении топочной камеры. Величина K определяется: для несветящегося пламени по (15-13) и по (15-14) или номограмме рис. 15-5; для полусветящегося пламени по (15-37), а также (15-14) и (15-38) или номограммам рис. 15-5 и 15-10; для светящегося пламени по (15-33).

Концентрация золы в дымовых газах рассчитывается по формуле:

$$\mu = \frac{10A^p}{V_г} a_{ун} \ [г/нм^3], \tag{15-39}$$

в которой A^p [%] — зольность топлива;

$V_г$ [$нм^3/кг$] — объем продуктов сгорания;

$a_{ун}$ — доля золы, уносимой с газами,

(для пылеугольных топок с сухим шлакоудалением $a_{ун} = 0{,}9$; для пылеугольных топок с утепленными шлаковыми воронками $a_{ун} = 0{,}8 \div 0{,}85$; для шахтно-мельничных топок $a_{ун} = 0{,}85$, а при сжигании сланца 0,70).

Вследствие высоких значений коэффициента ослабления лучей при светящемся пламени рекомендуется для толщин излучающего слоя этого пламени $l \geqslant 2{,}5$ $м$ принимать $a = 1$.

Расчет прямой отдачи в топках производится по формуле, связывающей переданное в топке путем лучеиспускания количество тепла $Q_л$ [$ккал/кг$] и безразмерную температуру газов, покидающих топку $\theta''_m = \frac{T''_m}{T_a}$ с основными критериями подобия топочных процессов: критерием Больцмана Bo, оптической плотностью среды Kl и безразмерными геометрическими характеристиками топочной камеры ψ и ρ.

Основная расчетная формула [Л. 15-6] имеет вид:

$$\theta''_m = \frac{T''_m}{T_a} = \frac{\mathrm{Bo}^{0,6}}{0{,}445\, a_m^{0,6} + \mathrm{Bo}^{0,6}} \tag{15-40}$$

$$\left(\text{формула пригодна для значений } \frac{\mathrm{Bo}}{a_m} < 10 \text{ или } \theta''_m < 0{,}9\right).$$

Здесь T''_m — температура газов, покидающих топку, °К;
T_a — теоретическая температура сгорания, °К;
a_m — степень черноты топки.

Теоретическая температура сгорания T_a принимается равной температуре, которая имела бы место при адиабатическом сгорании топлива. Она рассчитывается по величиие полезного тепловыделения в топке Q_m, которое приравнивается теплосодержанию газов при теоретической температуре t_a °С и избытке воздуха в конце топки.

Полезиое тепловыделение в топке Q_m рассчитывается как сумма низшей теплотворной способиости топлива и количеств тепла, внесенных в топку с горячим воздухом, физическим теплом топлива и др., за вычетом тепловых потерь.

Критерий Больцмаиа Во определяется, в зависимости от того какие величины заданы, по одной из следующих формул:

$$\text{Во} = \frac{\varphi B_p \overline{Vc}}{4{,}9 \cdot 10^{-8} \zeta H_л T_a^3} \tag{15-41}$$

или

$$\text{Во} = \frac{B_p Q_л}{4{,}9 \cdot 10^{-8} \zeta H_л T_a^3} \cdot \frac{1}{1 - \theta''_m}. \tag{15-42}$$

В приведениых формулах в соответствии с [Л. 15-8] приняты следующие обозначения.

Расчетный расход топлива

$$B_p = \frac{100 - q_4}{100} B \ [кг/час],$$

где B — действительный расход топлива, а q_4, %—потеря от механического недожога.

Коэффициент сохранения тепла

$$\varphi = 1 - \frac{q_5}{100},$$

где q_5,% — потеря тепла от наружного охлаждения. Для крупных котельных агрегатов величина φ близка к единице.

Коэффициент загрязиения лучевоспринимающих поверхностей ζ прииимается равным для открытых или закрытых чугуиными плитами гладкотрубных экранов при газообразном топливе — 1,0; при жидком топливе и при слоевом сжигании твердого топлива—0,9; при камерном сжигании твердых топлив — 0,7. Для зашипованных экраиов, покрытых хромитовой массой, $\zeta = 0{,}2$.

Лучевоспринимающая поверхность иагрева $H_л = \Sigma F_{ст} \cdot x$, где $F_{ст}$ [$м^2$] — площади стеи, занятых экранами, а x — угловой коэффициент. Этот коэффициент принимается для котельных пучков и закрытых чугуиными плитами или ошипованных экранов равным единице, а для открытых гладкотрубных экранов и малорядных фестоиов — по рис. 15-11. Угловые коэффициенты иетиповых экранных поверхиостей можно определять по указаниям § 14-6.

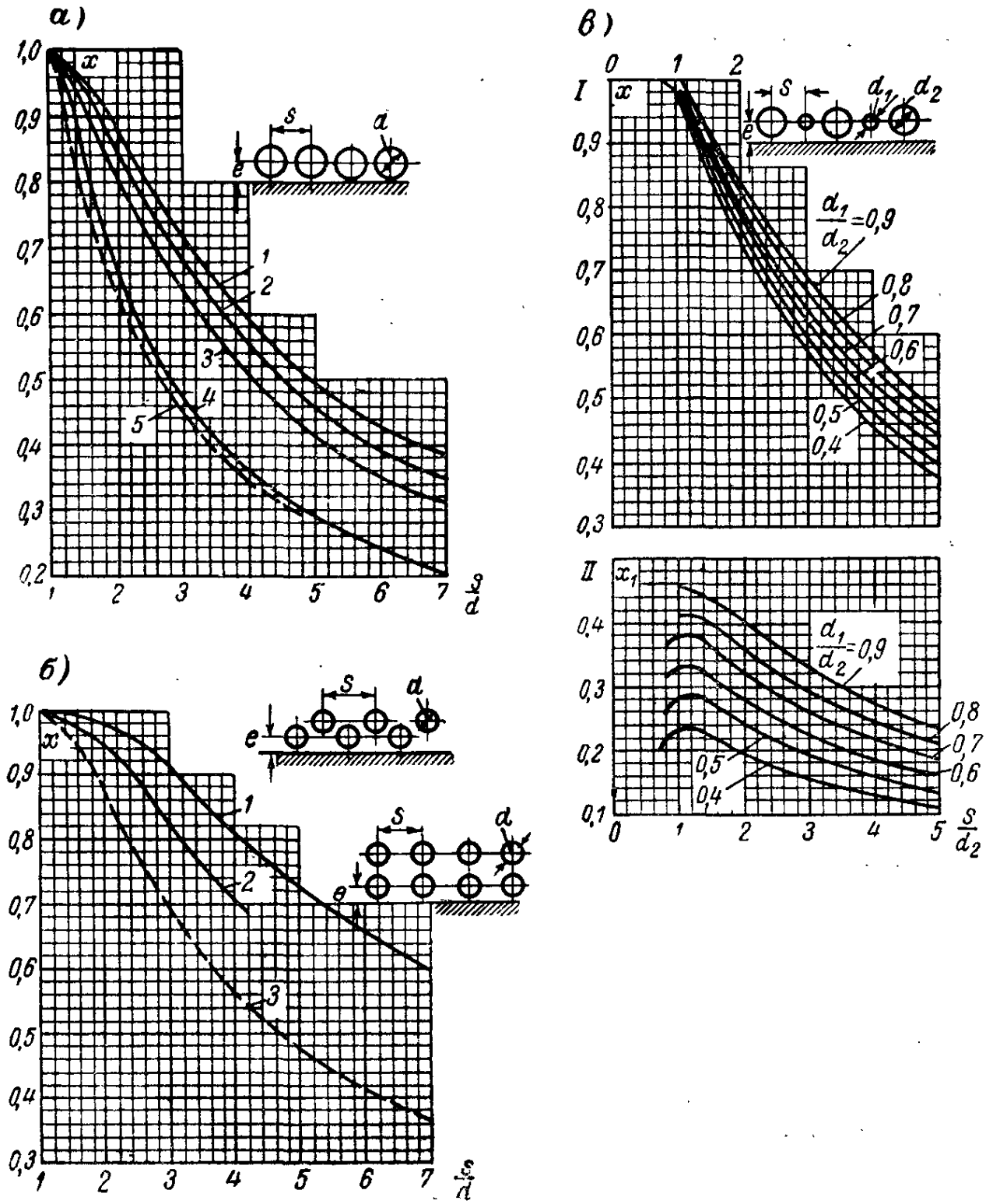


Рис. 15-11. Угловые коэффициенты гладкотрубных экранов

а — для однорядного экрана:

1 — с учетом излучения обмуровки при $e \geqslant 1{,}4d$; *2* — то же, при $e = 0{,}8d$; *3* — то же, при $e = 0{,}5d$; *4* — то же, при $e = 0$; *5* — без учета излучения обмуровки при $e \geqslant 0{,}5d$;

б — для двухрядного экрана:

1 — с учетом излучения обмуровки при $e \geqslant 1{,}4d$; *2* — то же, при $e = 0$; *3* — без учета излучения обмуровки;

в — для однорядного экрана из труб разных диаметров, с учетом излучения обмуровки:

I — для всего экрана; *II* — для части экрана, занятой трубами меньшего диаметра

Средняя суммарная теплоемкость продуктов сгорания 1 *кг* топлива определяется по формуле:

$$\overline{Vc} = \frac{Q_m - I''_m}{t_a - t''_m},$$

в которой I''_m — теплосодержаиие газов, покидающих топочную камеру, а Q_m — полезиое тепловыделение в топке.

Количество тепла, передаиного в топке на 1 *кг* топлива,

$$Q_л = \varphi (Q_m - I''_m).$$

На практике расчет теплообмена в топке обычно сводится к определению температуры газов, покидающих топочиую камеру, t''_m или к определению лучевоспринимающей поверхности нагрева $H_л$. Если задаиа величина лучевоспринимающей поверхности нагрева $H_л$, то абсолютная температура газов, покидающих топочную камеру, рассчитывается по формуле:

$$T''_m = \frac{T_a}{\left[\dfrac{1{,}27 \cdot 10^{-8} \varsigma H_л a_m T_a^3}{\varphi \cdot B_p \overline{Vc}}\right]^{0{,}6} + 1} \text{ [°K]}. \qquad (15\text{-}43)$$

Если задаиа температура газов, покидающих топочную камеру, T''_m °K, то лучевоспринимающая поверхность нагрева рассчитывается по формуле:

$$H_л = 0{,}79 \cdot 10^8 \frac{B_p Q_л}{\varsigma a_m T''_m T_a} \sqrt[3]{\left(\frac{T_a}{T''_m} - 1\right)^2} \text{ [м}^2\text{]}. \qquad (15\text{-}44)$$

Во все расчетные формулы, определяющие лучистый теплообмен в топке, входит величина степеии черноты топки a_m. Она зависит от эмиссиоиных свойств факела, определяемых величиной $a_ф$, от состояния стеи топочной камеры, характеризуемого величиной коэффициеита загрязнения ζ, и от геометрических характеристик топки ψ и ρ.

Степень экранирования ϕ, показывающая, какая доля поверхности стен топки $F_{ст}$ закрыта экранами, для камерных топок рассчитывается по формуле:

$$\phi = \frac{H_л}{F_{ст}}. \qquad (15\text{-}45)$$

Для слоевых топок с площадью зеркала горения R степень экранирования рассчитывается по формуле:

$$\phi = \frac{H_л}{F_{ст} - R}. \qquad (15\text{-}46)$$

Геометрическая характеристика слоевых топок

$$\rho = \frac{R}{H_л}.$$

При равномерном распределении экранов по стенам топочной камеры степень черноты $a_т$ рассчитывается для слоевых топок по формуле:

$$a_т = \frac{0{,}82\left[a_ф + (1 - a_ф)\rho\psi\right]}{1 - (1 - \psi\varsigma)(1 - \rho\psi)(1 - a_ф)}; \qquad (15\text{-}47)$$

для камерных топок — по формуле:

$$a_т = \frac{0{,}82 a_ф}{a_ф + (1 - a_ф)\psi\zeta}. \qquad (15\text{-}48)$$

Формула (15-48) используется для расчета степени черноты камериых топок, в которых экранированы более чем две плоскости, ограничивающие топку.

Если лучевоспринимающая поверхность расположена только в выходном сечении камерной топки или занимает выходное сечение и одну из стен, то степень черноты топки рассчитывается по формуле:

$$a_т = \frac{0{,}82 a_ф (1 - a_ф \psi\varsigma)}{a_ф + (1 - 2a_ф)\psi\zeta}, \qquad (15\text{-}49)$$

полученной в предположении, что все экранные поверхности размещены иа одной стеие топки.

Входящая в приведенные формулы степень черноты факела $a_ф$ рассчитывается по уравнеиию:

$$a_ф = \beta a. \qquad (15\text{-}50)$$

Здесь a — поглощательная способиость топочиой среды; значение коэффициеита β, характеризующего степень заполнения топочного объема пламенем, выбирается в соответствин с табл. 15-5.

При сжигании смеси топлив, дающих различную светимость пламени, степеиь черноты факела $a_ф$ рассчитывается для топлива, характеризующегося большей светимостью пламени, а условный коэффициеит загрязнения ζ выбирается по тому топливу, для которого он имеет меньшее значение.

Таблица 15-5

Значения β в формуле (15-50)

Вид пламени	β
Несветящееся пламя	1,0
Светящееся сажистое пламя жидких топлнв	0,75
Светящееся и полусветящееся пламя твердых топлив	0,65

Особые случаи расчета.

1. Для антрацитовых слоевых топок и пиевматических топок Шершнева с экранированиыми эжекторными вороиками числеиный коэффициент в формуле (15-40) принимается равным 0,54.

2. Для отапливаемых мазутом и работающих без наддува топок корабельиых паровых котлов, в которых регулирование царопроиз-

водительности котла производится за счет изменения числа работающих форсунок, численный коэффициент в формуле (15-40) рассчитывается по уравнению:

$$\frac{1}{m} = 0{,}7 + 2 \cdot 10^{-6} q$$

при

$$q = \frac{B_p Q_н^p}{F_{ст}} < 0{,}8 \cdot 10^6 \; ккал/м^2 \; час.$$

3. При расчете топок, работающих на жидком топливе, с избытком воздуха, существенно отличающимся от нормальных ($\alpha_m < 1{,}10$ или $\alpha_m > 1{,}35$), в формуле (15-40) вместо критерия Bo вводится критерий ПBo, где $П = \frac{1{,}3\alpha_m^2}{\alpha_m^2 + 2(\alpha_m - 1)}$ — химический критерий, учитывающий влияние коэффициента избытка воздуха на температурное поле топки.

Пример 1. Определить поглощательную способность факела, образующегося при сжигании антрацита в камерной топке объемом 650 $м^3$ и поверхностью стен 287 $м^2$. Температура газов, покидающих топку, 1150° С. Концентрация пыли 16 $г/нм^3$. Объемные доли углекислоты и водяных паров соответственно 0,129 и 0,045. Топка работает при атмосферном давлении ($p = 1$ ama). Размол топлива производится в барабанно-шаровой мельнице.

При камерном сжигании антрацита в топке образуется полусветящееся пламя. Излучение этого пламени складывается из излучения золовых частиц и излучения трехатомных газов.

Толщина излучающего слоя

$$l = 3{,}6 \frac{650}{287} = 8{,}15 \; м.$$

Коэффициент ослабления для золовой пыли находим по кривой 1 номограммы 15-11 для значения температуры $t''_m = 1150°$ С. Он равен $k_п = 0{,}01$ $м^2/г$. Коэффициент ослабления для дымовых газов по номограмме рис. 15-5 при $p_{H_2O} = 0{,}045$; $p_п l = (0{,}045 + 0{,}129) \cdot 1 \cdot 8{,}15 = 1{,}42$ $м \cdot ama$ и $t''_m = 1150°$ С

$$k_г = 0{,}36 \frac{1}{м \cdot ama}.$$

Поглощательная способность факела полусветящегося пламени при $(k_г p_п + k_п \mu) l = 0{,}222 \cdot 8{,}15 = 1{,}81$ по рис. 15-6, с введением коэффициента β, равна:

$$a_ф = 0{,}65 \cdot 0{,}835 = 0{,}54.$$

Пример 2. Рассчитать поглощательную способность факела пламени при сжигании мазута в топочной камере объемом $V = 730$ $м^3$ и поверхностью стен топки $F = 1050$ $м^2$. Температура газов, покидающих топку, $t''_m = 1250°$ С. Топка работает при атмосферном дав-

лении ($p = 1$ *ата*). Эффективная толщина поглощающего слоя по формуле (15-15)

$$l_{эфф} = 3{,}6\frac{730}{1050} = 2{,}6 \text{ м}.$$

Коэффициент ослабления лучей по формуле (15-33)

$$K = 1{,}6 \cdot 10^{-3}(1250 + 273) - 0{,}5 = 1{,}95\frac{1}{м \cdot ат}.$$

Поглощательная способность среды

$$a = 1 - e^{-1{,}95 \cdot 1 \cdot 2{,}6} = 0{,}994$$

(то же по рис. 15-6 при $kpl = 5{,}1$).

Поглощательная способность факела пламени при $\beta = 0{,}75$ равна:

$$a_ф = 0{,}75 \cdot 0{,}994 = 0{,}746.$$

Из примера видно, что при больших толщинах поглощающего слоя практически $a_ф = \beta$.

РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

ОСНОВЫ ТЕПЛОВОГО И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ

ОСНОВЫ ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА АППАРАТОВ

16-1. Типы теплообменных аппаратов

Теплообменные аппараты делятся на три главных типа.

Рекуператоры, в которых греющая и нагреваемая среды (теплоиосители) разделены неподвижной поверхностью иагрева. Пример: в паро-водяиом бойлере греющий пар течет в межтрубиом пространстве, а нагреваемая вода — по трубам, образующим поверхность нагрева.

Регеиераторы, в которых поверхиость нагрева попеременио омывается то греющей, то нагреваемой средой. При этом теплота то аккумулируется в материале регенератора за счет охлаждения греющей среды, то отдается нагреваемой среде.

Регенераторы бывают неподвижные и вращающиеся. Примеры: а) кирпичная кладка нагревается горячими газами, а затем отдает тепло воздуху. Газ и воздух подаются в регенератор попеременио с помощью соответствующих шиберов; б) во вращающемся воздухоподогревателе металлическая набивка (матрица) при вращении нагревается горячими газами, а затем отдает тепло воздуху.

Смесительиые теплообмеиники, или аппараты смешеиия, в которых греющая и нагреваемая среды непосредственно соприкасаются. Пример: пар, поступая в аппарат, коиденсируется на впрыскиваемой в него воде. К этому типу аппаратов относятся также градирни и различного рода скрубберы.

Преимуществом конструкции рекуператоров является их герметичность и возможиость работы при значительных разностях давлений греющей и иагреваемой сред.

Преимуществом коиструкции регенераторов, особенно вращающихся, является их большая компактность. Недостатком их является сложность конструкции и невозможность работы при больших перепадах давлеиия между греющей и нагреваемой средами.

Преимуществом аппаратов смешения, особенно конденсаторов, является их простота и большая компактность. Недостаток — в иевозможности разделения охлаждающей жидкости и конденсата.

16-2. Основная формула теплового расчета

В общем случае, вследствие измеиения температур греющей и нагреваемой сред и того, что аппарат может состоять из различиых

конструктивных элементов, основную расчетную формулу теплопередачи (1-2) следует писать в интегральной форме:

$$Q = \int_F k\Delta t\, dF. \tag{16-1}$$

Здесь dF [$м^2$] — дифференциал поверхности нагрева;
k [$ккал/м^2\, град \cdot час$] — коэффициент теплопередачи в данном месте поверхности нагрева;
$\Delta t = t_1 - t_2$, °С — разность температур греющей и нагреваемой сред в данном месте поверхности нагрева.

Обычно коэффициент теплопередачи считают постоянным по всей поверхности нагрева F, или разбивают последнюю на несколько участков $F_1, F_2, \ldots, F_n$ со своими коэффициентами теплопередачи $k_1, k_2, \ldots, k_n$.

В связи с этим основная расчетная формула теплопередачи имеет вид:

$$Q = k\, F\Delta t, \tag{16-2}$$

где $\overline{\Delta t} = \frac{1}{F}\int \Delta t\, dF$ — средняя разность температур (температурный напор).

Коэффициент теплопередачи k определяется по формулам раздела третьего. Входящие в эти формулы величины коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 слагаются каждая из конвективной и радиационной составляющей

$$\alpha = \alpha_к + \alpha_л. \tag{16-3}$$

Величины $\alpha_к$ определяются по формулам раздела третьего, а $\alpha_л$ — по формулам раздела четвертого ($\alpha_л$ не равно нулю в случае запыленных потоков газа или толстых слоев газов, содержащих CO_2 и H_2O).

В большинстве случаев поверхность нагрева аппарата рассматривается без разбивки на отдельные участки. Только в особо сложных агрегатах, в частности в паровых котлах, выделяются различные составляющие части поверхности нагрева. Обычно для таких агрегатов имеются специальные руководящие указания или нормы теплового расчета.

На величину k влияют также загрязнения поверхности нагрева во время эксплуатации аппарата (занос золой, коррозия, накипь и т. п.) и отклонение истинных условий течения теплообменивающихся сред от расчетных.

Основные указания по методике учета ухудшения теплоотдачи по сравнению с результатами лабораторных экспериментов приводятся в § 16-3.

16-3. Учет отклонений от теоретических значений коэффициента теплопередачи

В разделе третьем приводятся некоторые указания по учету обстоятельств, ухудшающих теплоотдачу, непосредственно при определении коэффициентов теплоотдачи.

Иногда в величину коэффициента теплоотдачи конвекцией вводится так называемый коэффициент омывания ω, учитывающий уменьшение тепловосприятия поверхности нагрева вследствие неполного омывания ее теплообменивающимися средами:

$$\alpha_к = \omega \alpha_к^0, \tag{16-4}$$

где $\alpha_к^0$ — коэффициент теплоотдачи конвекцией при полном омывании поверхности нагрева.

При неравномерности потока по сечению влияние неполноты омывания обычно компенсируется, в основном, за счет увеличения скорости в омываемой части. Поэтому значение коэффициента омывания, как правило, заметно отличается от единицы только при перетекании части потока помимо поверхности нагрева.

Значения коэффициентов омывания для отдельных поверхностей нагрева котельных агрегатов приведены в [Л. 16-6].

Наиболее простой, но и наиболее грубый прием введения поправки к общей величине коэффициента α заключается в введении так называемого коэффициента использования ξ по формуле:

$$k = \xi k_0, \tag{16-5}$$

где k_0 — расчетное значение коэффициента теплопередачи при чистой поверхности нагрева и теоретических условиях течения теплообменивающихся сред.

В том случае, когда неполнота омывания учтена в величине коэффициента теплоотдачи конвекцией, загрязнение поверхности нагрева учитывается введением теплового сопротивления слоя загрязнений $\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_з$ в формулу (3-16). Значения $\delta_з$ и $\lambda_з$ оцениваются по опытным данным.

В [Л. 16-4, 16-6] излагается методика определения теплового сопротивления слоя загрязнений, образующегося на трубчатых поверхностях нагрева, омываемых поперечным потоком газов с взвешенными твердыми частицами типа золы.

При расчете теплоотдачи ребристых поверхностей нагрева тепловое сопротивление слоя внешних загрязнений учитывается при определении коэффициента эффективности ребер и приведенного коэффициента теплоотдачи со стороны оребренной поверхности.

В этом случае

а) формула (3-44) принимает вид:

$$E = \frac{\operatorname{th}\left(h_p \sqrt{\dfrac{2\psi\alpha_к}{\lambda_p \delta_p (1 + \varepsilon\psi\alpha_к)}}\right)}{h_p \sqrt{\dfrac{2\psi\alpha_к}{\lambda_p \delta_p (1 + \varepsilon\psi\alpha_к)}}}.$$

Здесь и ниже для удобства величина $\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_з$ обозначена через ε;

б) подкоренные выражения аргументов для определения величии E и ε_Δ (см. рис. 3-3) дополнительно делятся на величину $(1 + \varepsilon\psi\alpha_к)$;

в) выражение (8-49) также дополнительно делится на величину $(1 + \varepsilon\psi\alpha_к)$.

16-4. Вычисление средней разности температур (температурного напора)

Различают несколько видов взаимного движения теплоносителей. Осиовные из них: прямоток (рис. 16-1,*а*), противоток (рис. 16-1,*б*) и однократно перекрестиый ток (рис. 16-1,*в*). Кроме того, применяются многократно перекрестный, параллельно-смешаиный и последовательно-смешанный ток.

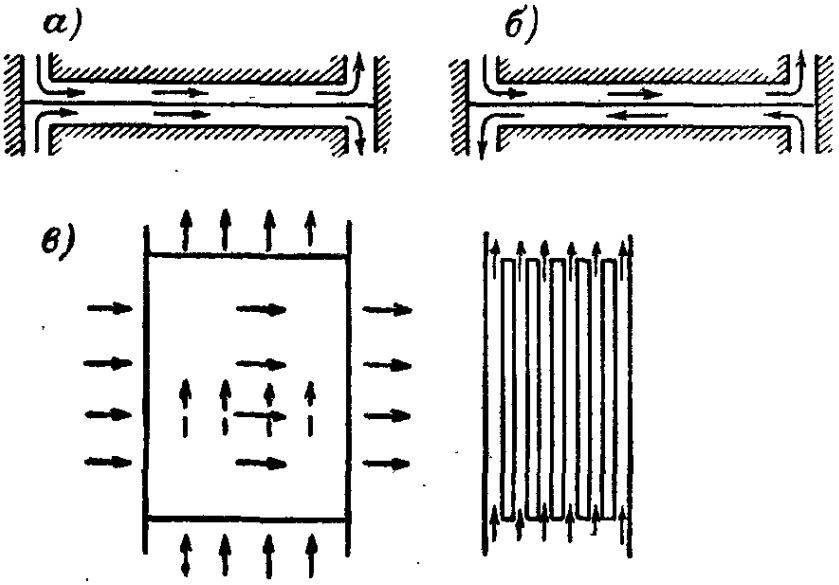


Рис. 16-1. Основные виды взаимного движения теплоносителей: *а* — прямоток; *б* — противоток; *в* — однократно перекрестный ток

При прямотоке температура нагреваемой среды не может превысить низшего значения температуры греющей среды (рис. 16-2).

При противотоке нагреваемая среда может достигнуть температуры, близкой к наивысшей температуре греющей среды (рис. 16-3).

Все остальные схемы находятся между этими двумя случаями. При прямотоке или противотоке, а также при постоянной температуре одной из сред

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_2 - \Delta t_1}{\ln \dfrac{\Delta t_2}{\Delta t_1}}. \qquad (16\text{-}6)$$

При величине отношения $\dfrac{\Delta t_2}{\Delta t_1} \leqslant 1{,}7$ среднелогарифмическую разность по формуле (16-6) можно заменить с погрешностью до 2% среднеарифметической разностью:

$$\overline{\Delta t} \approx \frac{\Delta t_2 + \Delta t_1}{2}. \qquad (16\text{-}6а)$$

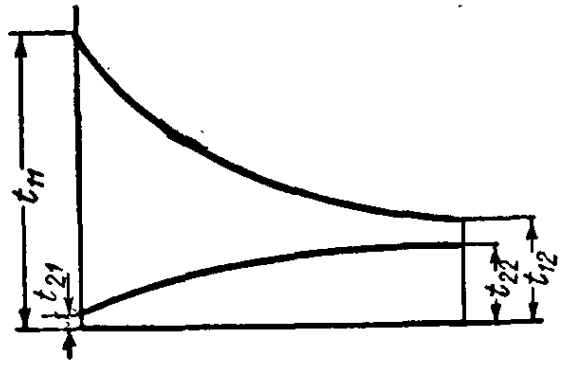


Рис. 16-2. Распределение температур при прямотоке

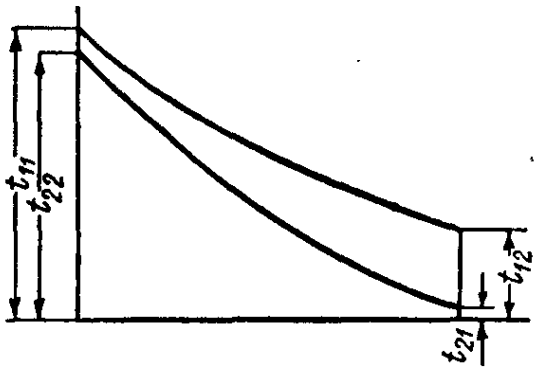


Рис. 16-3. Распределение температур при противотоке

Прн прямотоке

$$\Delta t_1 = t_{11} - t_{21}; \quad \Delta t_2 = t_{12} - t_{22}.$$

При противотоке

$$\Delta t_1 = t_{11} - t_{22}; \quad \Delta t_2 = t_{12} - t_{21}.$$

Здесь t_{11} и t_{12} — температуры греющей среды прн входе в аппарат и выходе из него;

t_{21} и t_{22} — то же, для нагреваемой среды.

При другнх схемах течения

$$\overline{\Delta t} = \psi \frac{(t_{11} - t_{22}) - (t_{12} - t_{21})}{\ln \frac{t_{11} - t_{22}}{t_{12} - t_{21}}}. \qquad (16\text{-}7)$$

Коэффнцнент ψ определяется как функция вспомогательных параметров:

$$P = \frac{t_{22} - t_{21}}{t_{11} - t_{21}}; \qquad (16\text{-}8)$$

$$R = \frac{t_{11} - t_{12}}{t_{22} - t_{21}}. \qquad (16\text{-}9)$$

При перекрестном токе индексы 21 и 22 в выражениях для определения вспомогательных параметров всегда присваиваются среде с меньшей степенью перемешивания. При параллельно-смешанном токе, вследствие симметричности функции, индексы 21 н 22 в этих выраженнях присваиваются среде с меньшим перепадом температур, что позволяет ограничиваться значениями $R \geqslant 1$.

Ниже даются указания по определению температурного напора прн различных схемах взаимного течення теплоносителей.

а) Перекрестный ток. Теплообменники с перекрестным током разлнчаются по условиям перемешивания каждой нз теплообменивающихся сред в пределах ходов и между ними (под перемешиванием в пределах хода понимается перемешивание среды в направленин, параллельном направлению движения второй среды); при многократно перекрестном токе должны также учитываться: чнсло ходов, общая

схема взаимного движения обеих сред—противоток или прямоток—и схема соединения ходов.

Общий противоток при многократно перекрестном токе соответствует такой схеме взаимного движения сред, при которой греющая среда встречает сначала последний ход обогреваемой среды, а в конце—первый. Общий прямоток—наоборот.

Условия перемешивания каждой из сред в пределах ходов и между ними сказываются на величине температурного напора при одно- и двукратно перекрестном токе: всякое перемешивание в пределах ходов снижает величину ψ, перемешивание между ходами увеличивает ψ. При увеличении числа ходов влияние условий перемешивания на величину ψ заметно ослабевает.

Для однократно перекрестного тока имеются решения по всем возможным сочетаниям условий перемешивания обеих сред (рис. 16-4*а*, *б* и *в*). Для двукратно перекрестного тока решения даны для ряда случаев (рис. 16-4,*г*, *д*, *е* и *ж* рис. 16-5, линия *2*), но не для всех возможных сочетаний. Для трехкратно перекрестного тока решение дано для двух схем (рис. 16-4,*з*, рис. 16-5, линия *3*), а для четырехкратно перекрестного—для одной схемы (рис. 16-5, линия *4*).

В общем случае уже при трех ходах коэффициент ψ для теплообменников с перекрестным током близок к единице, и при числе ходов больше трех поправка на перекрестный ток не учитывается. Однако при высоких степенях нагрева P, когда $PR \to 1$, и значениях параметра R, близких к единице, что встречается, например, в регенераторах газовых турбин, коэффициент ψ для теплообменников с числом ходов n много больше трех может заметно отличаться от единицы.

Существуют способы определения величины ψ для схем многократно перекрестного тока, по которым не даны общие решения.

Первый способ применим для тех случаев, когда каждая из сред перемешивается хотя бы между ходами; этот способ пригоден при любом числе ходов [Л. 16-9].

По подсчитанным для всего теплообменника значениям параметров P и R рассчитывается степень нагрева для каждого хода P_1 по формулам:

при общем противотоке

$$P_1 = \frac{\left(\frac{1-P}{1-PR}\right)^{\frac{1}{n}} - 1}{R\left(\frac{1-P}{1-PR}\right)^{\frac{1}{n}} - 1}; \qquad (16\text{-}10)$$

при общем прямотоке

$$P_1 = \frac{1-[1-P(R+1)]^{\frac{1}{n}}}{R+1}. \qquad (16\text{-}10а)$$

По значению P_1 и значению R, подсчитанному для всего теплообменника, из соответствующего графика для однократно перекрестного тока (рис. 16-4,*а*, *б* или *в*) определяется величина ψ. Эта

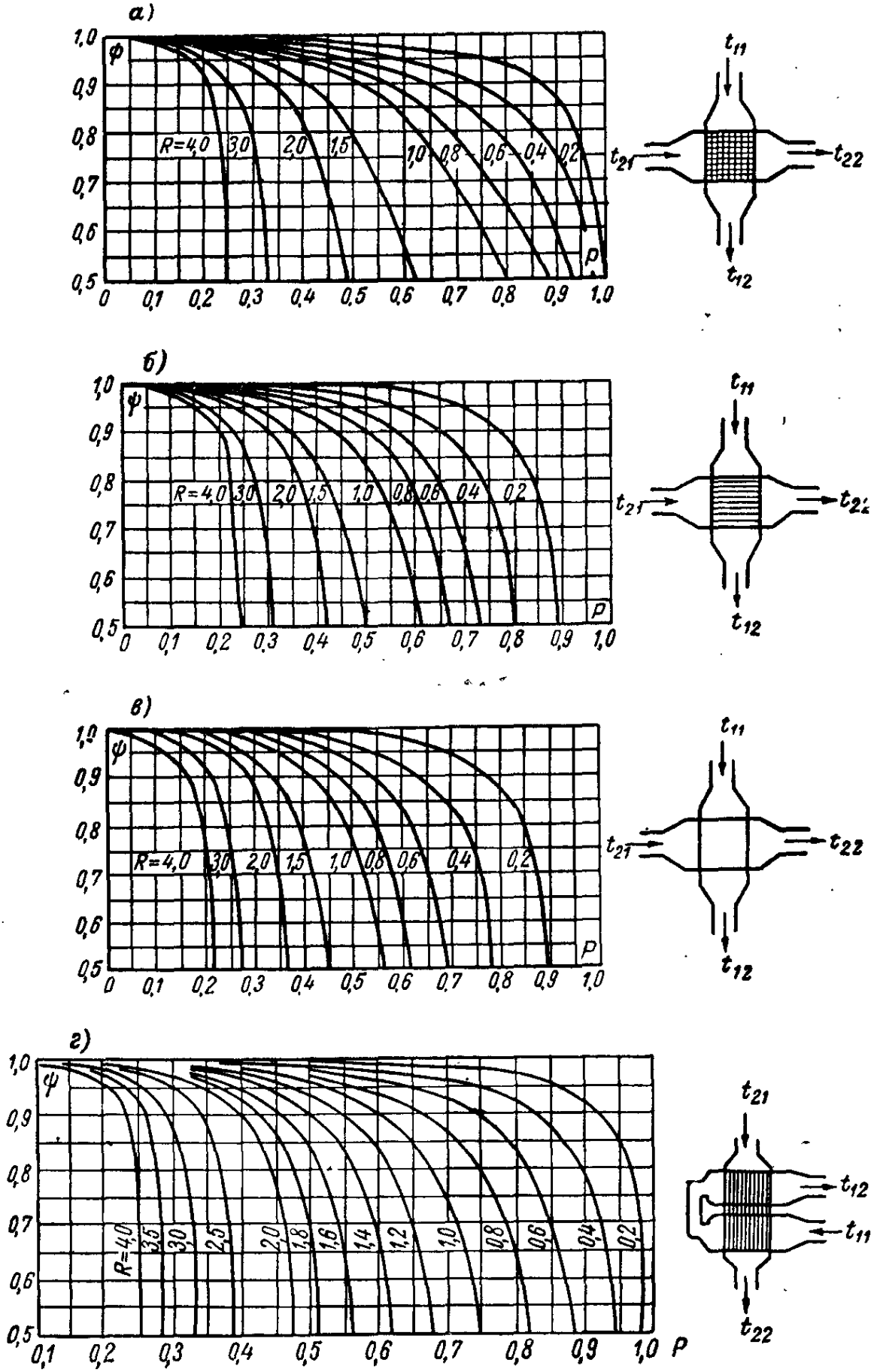
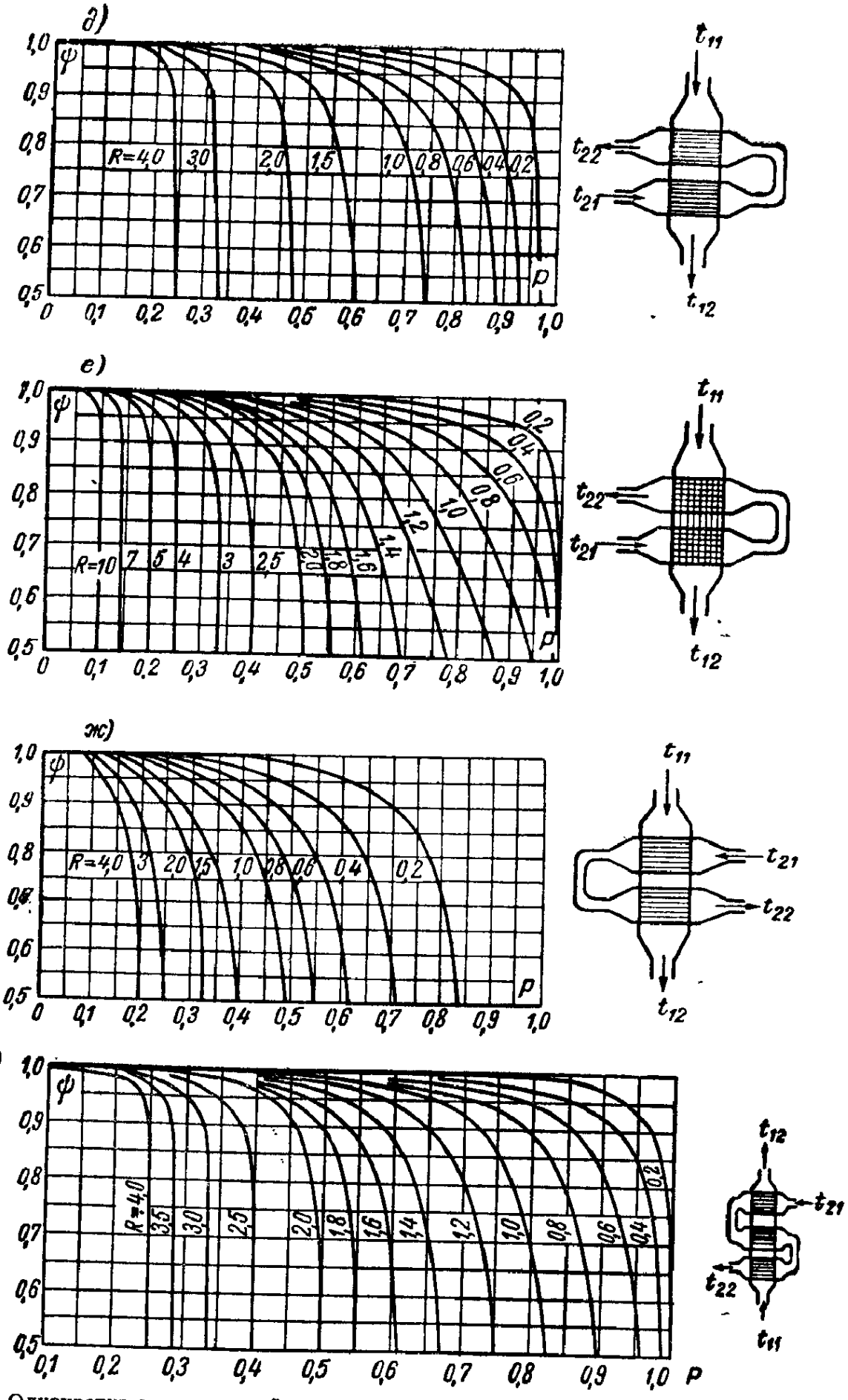


Рис. 16-4. Коэффициент ψ в формуле (16-7) при различных схемах перекрестного тока. перемешивается, другая нет; *в* — обе среды перемешиваются. Двукратно перекрест ся непрерывно, другая только между ходами; *е* — одна среда не перемешивается, кратно перекрестный ток; *з* — одна среда перемешивается



Однократно перекрестный ток: *а* — обе среды не перемешиваются; *б* — одна среда
ный ток: *г* — одна среда перемешивается, другая нет; *д* — одна среда перемешивает-
другая только между ходами; *ж* — то же, что п. *д*, но при общем прямотоке. Трех-
непрерывно, другая только между ходами

величина равна значению ψ для всего теплообменника при заданных значениях P и R.

На основании этого метода разработана [Л. 16-7] общая формула для определения величины ψ всего теплообменника при любом числе ходов n, в случае перемешивания одной из сред по всей длине, другой—только между ходами. По этой формуле, преобразованной в зависимости от принятых параметров:

$$\psi = \frac{\lg \frac{1-P}{1-RP}}{n(1-R)\lg\left[1+\frac{1}{R}2{,}3\lg\frac{R-1}{R\left(\left(\frac{1-P}{1-RP}\right)^{\frac{1}{n}}-1\right)}\right]}; \qquad (16\text{-}11)$$

при $R = 1$

$$\psi = \frac{P}{n(1-P)\cdot 2{,}3\lg\frac{1}{1-2{,}3\lg\left[1+\frac{P}{n(1-P)}\right]}}. \qquad (16\text{-}11а)$$

Второй способ, графоаналитический (Л. 16-15), заключается в том, что каждый ход разбивается на несколько равных параллелепипедов. Делается допущение, что температура среды в пределах каждого параллелепипеда в направлении, нормальном к направлению ее движения, остается постоянной. При этом допущении, по заданным значениям определяющих параметров, рассчитываются температуры обеих сред за каждым параллелепипедом, вплоть до конечных температур. Результаты такого расчета для трех количеств „элементарных" параллелепипедов можно графически экстраполировать на случай бесконечного их количества, при котором определяется действительное значение ψ для данного теплообменника.

Графоаналитический способ разработан для схем одно- и двукратно перекрестного тока. Он не только позволяет определить величину ψ для условий, когда среды не перемешиваются, но используется и для решения других задач исследования распределения температур при перекрестном токе, например эффективности регенератора с перекрестным током [Л. 16-14].

Графический метод приближенного определения величины ψ при $n > 2$ заключается в следующем.

В координатах $\psi = f\left(\frac{1}{n}\right)$ наносятся значения ψ при заданных R и P для одно- и двукратно перекрестного тока и $n = \infty$, т. е. для чистого противотока ($\psi = 1{,}0$) или прямотока

$$\psi = \frac{1+R}{1-R}\,\frac{\lg\frac{1-P}{1-PR}}{\lg(1-RP-P)}$$

$\frac{1}{n}$ соответственно равны 1, 0,5 и 0,

Путем графической интерполяции находится значение ψ для заданной величины $\frac{1}{n}$; при проведении кривой следует учитывать, что величина ψ асимптотически приближается к своему значению при $n = \infty$.

На рис. 16-4 и 16-5 приведены значения ψ для различных схем перекрестного тока. Рис. 16-5 представляет собой сводный график для теплообменников с одной из широко распространенных схем, применяемый при расчете поверхностей нагрева котельных агрегатов [Л. 16-6]. При пользовании этим графиком индексы 21 и 22 в формулах (16-8) и (16-9) всегда присваиваются среде с меньшим перепадом температур, $\tau_{ж}$.

Все приведенные решения для схем с многократно перекрестным током, кроме рис. 16-4,*ж*, даны для случая общего противотока. Коэффициент ψ для включенных по общему прямотоку теплообменников с многократно перекрестным током и с условиями перемешивания, отличными от рис. 16-4,*ж*, рассчитывается с помощью формулы (16-10а) или графоаналитическим методом.

В теплообменниках с многократно перекрестным током и общим противотоком почти исключительно применяется так называемая обратная схема соединения ходов—во втором и последующих ходах более нагретые слои обогреваемой среды пересекаются охлажденным в начале хода потоком греющей среды. Для этой схемы даны все расчетные графики. Температурный напор в теплообменниках с прямой схемой включения несколько выше, чем при обратной, но конструктивное осуществление этой схемы очень сложно. График для определения ψ в теплообменнике прямой схемы соединения ходов с двукратно перекрестным током при одной перемешивающейся и одной неперемешивающейся средах приведен в [Л. 16-10].

б) Параллельно-смешанный ток. Теплообменники с параллельно-смешанным током различаются по числу ходов внешней межтрубной среды (т. е. среды, имеющей меньшее число ходов), по числу ходов внутритрубной среды на один ход внешней и по направлению движения одной среды относительно другой в пределах одного хода внешней среды. Эти теплообменники обозначаются как теплообменники *XY*, где *X* — общее число ходов внешней среды, *Y* — общее число ходов внутритрубной среды.

На рис. 16-6 приведены графики для определения коэффициента ψ при числах ходов внешней среды, равных 1, 2, 3, 4 и 6, и любом четном числе ходов (из них половина прямо- и половина противоточных) внутритрубной среды на один ход внешней. При других числах ходов внешней среды или других соотношениях между количествами ходов внешней и внутритрубной среды, а также при общем прямоточном включении отдельных ходов внешней среды, поправочный коэффициент может определяться с помощью формулы (16-10) или (16-10а) и графика с одним ходом внешней среды и заданным количеством ходов внутритрубной среды на один ход внешней.

На рис. 16-6 даны также графики для определения коэффициента ψ теплообменников *1—2* с внешними перепусками и теплообменников *1—3* при разном соотношении количеств прямо- и противоточных ходов. Поправочный коэффициент для теплообменников с одним ходом внешней среды и любым четным числом ходов внутритрубной

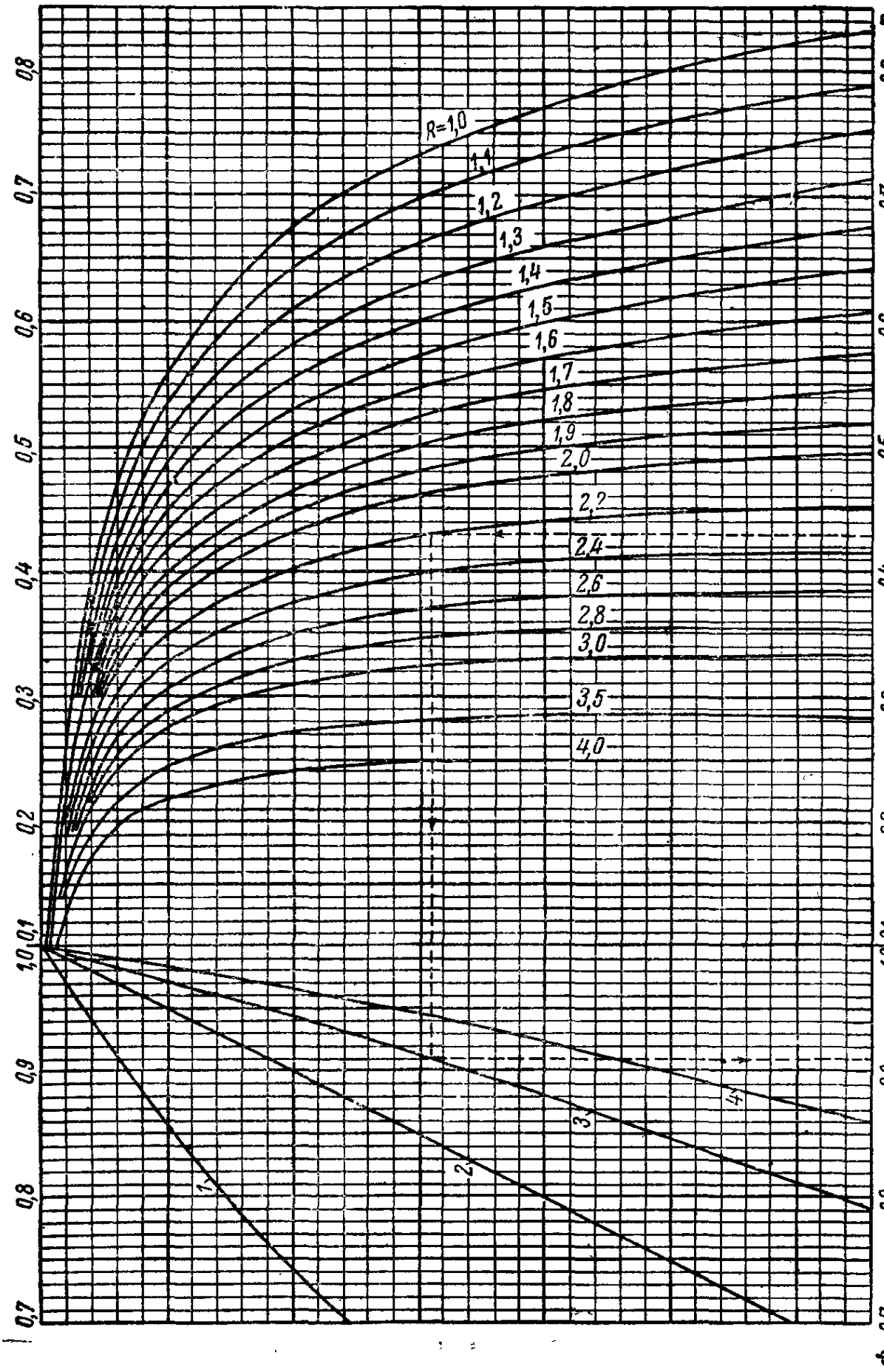


Рис. 16-5. Коэффициент ψ в формуле (16-7) для теплообменников перекрестного тока, в которых каждая из сред в пределах хода не перемешивается, а только между ходами
1 — однократно перекрестный ток, *2* — двукратный, *3* — трехкратный, *4* — четырехкратный

принимается таким же, как для соответствующего теплообменника *1-2*. Поправочный коэффициент для теплообменников с одним ходом внешней среды и любым нечетным числом ходов внутритрубной имеет промежуточное значение между значениями ψ для обычного теплообменника *1-2* и одного из теплообменников *1-3*, в зависимости от того, каких ходов больше в рассчитываемом теплообменнике—прямо- или противоточных.

При отсутствии перемешивания внешней среды между ходами внутритрубной среды, например при установке продольной перегородки в пределах хода внешней среды, температурный напор несколько повышается [Л. 16-8, 16-12]. Это повышение становится заметным только при $\psi \leqslant 0{,}85$. На рис. 16-7 приведены графики для определения значений ψ при неперемешивании внешней среды между ходами внутритрубной в теплообменниках *1-2* и *2-4*.

При относительном увеличении поверхности нагрева или коэффициента теплопередачи в противоточных ходах температурный напор в теплообменниках с параллельно-смешанным током повышается. Степень неравномерности характеризуется величиной $B = \dfrac{F_{прт} k_{прт}}{F_{прям} k_{прям}}$.

Для теплообменника *1-2* со значениями $B \neq 1$ по [Л. 16-11]

$$\psi = \frac{M \lg \dfrac{1-P}{1-PR}}{(R-1)\lg \dfrac{2-P(R+1-M)}{2-P(R+1+M)}}, \qquad (16\text{-}12)$$

где

$$M = \sqrt{R^2 + 1 - 2R\left(\frac{2B}{B+1} - 1\right)}.$$

При $0{,}7 \leqslant B \leqslant 1{,}5$ и значении ψ для теплообменника с $B = 1$, не меньшем 0,85, погрешность от неучета неравномерности не превышает 3—4%.

На рис. 16-8 приведены графики значений ψ для теплообменника *1-2* с разными степенями неравномерности. При неравномерной разбивке увеличение количества ходов вызывает снижение температурного напора.

в) Последовательно-смешанный ток. Теплообменники с последовательно-смешанным током различаются взаимным расположением обоих пакетов и соотношением их поверхностей. На рис. 16-9 приведен график значений для некоторых схем включения пакетов, показанных на рисунке. Для других схем последовательно смешанного тока график не применим; его не следует также применять при значениях определяющих параметров, выходящих за указанные на нем пределы. Коэффициент ψ зависит от параметров P и R, а также от величины

$$A = \frac{F_{прям}}{F}, \qquad (16\text{-}13)$$

где $F_{прям}$ и F — поверхности нагрева пакета с прямотоком и всего теплообменника.

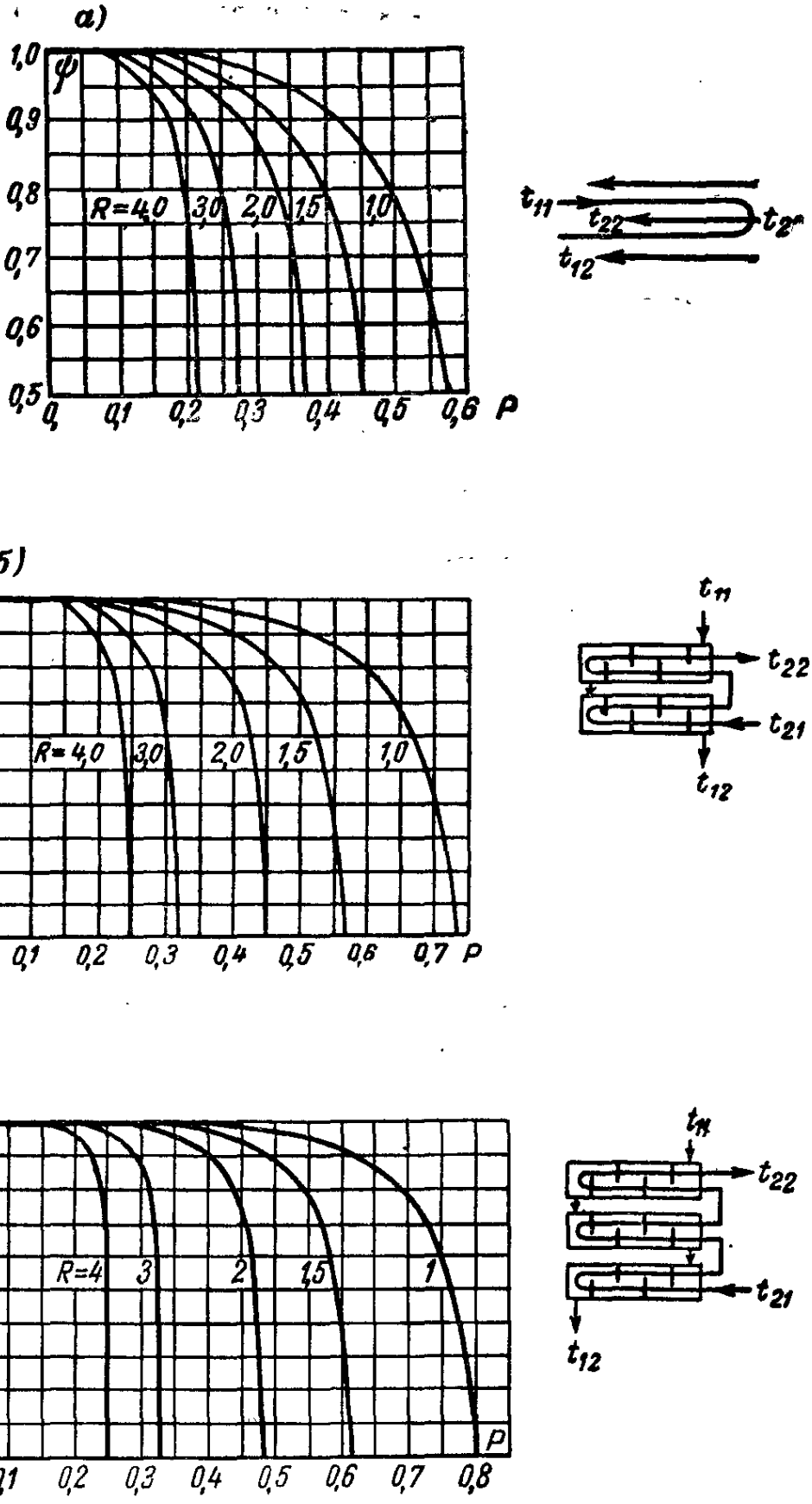
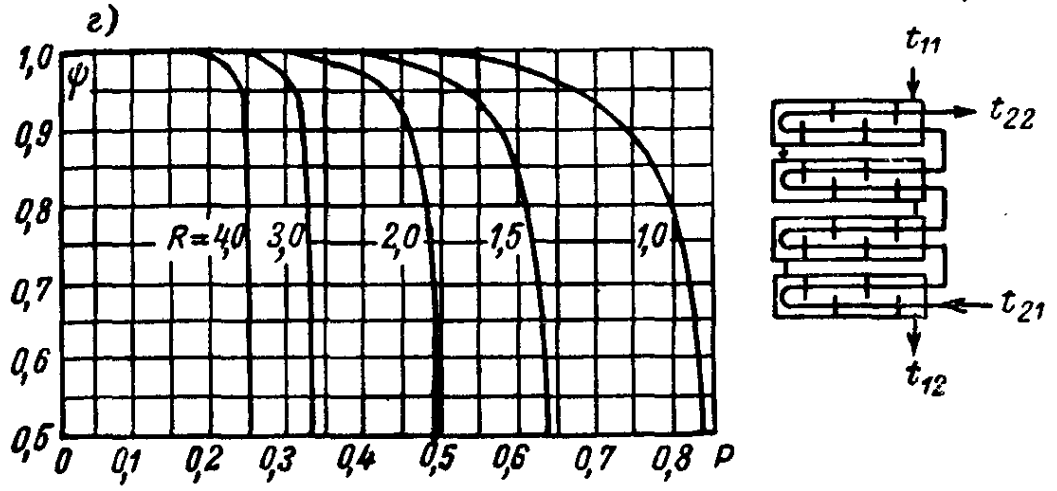
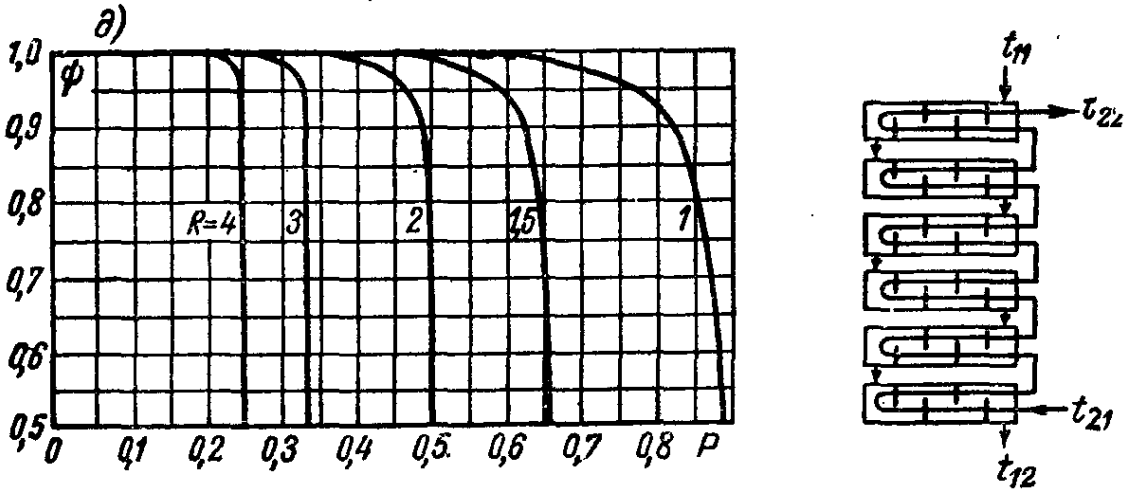
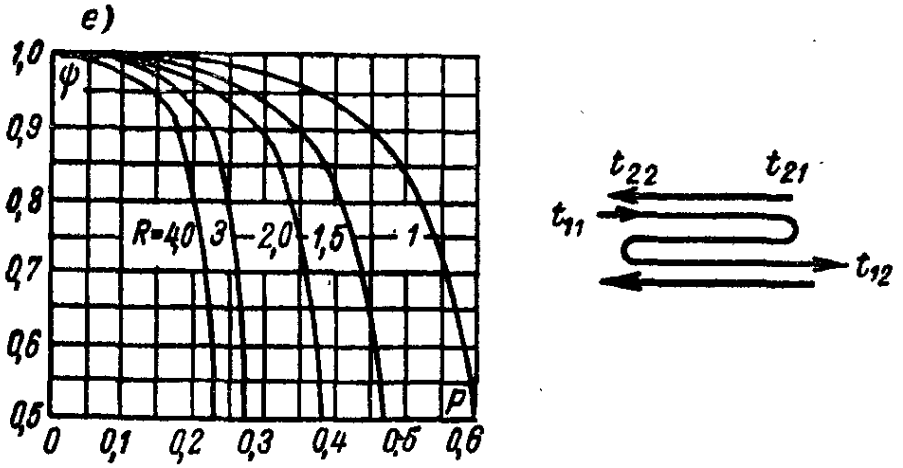


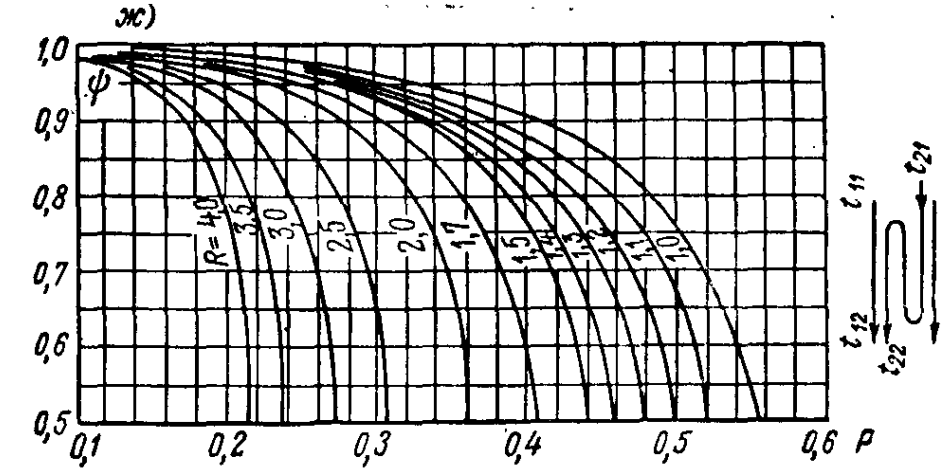
Рис. 16-6. Коэффициент ψ в формуле (16-7) при
а — теплообменник *1-2*; *б* — теплообменник *2-2N*; *в* — теплообменник *3-3N*; *г* — теплообменник *1-3* с одним прямоточным

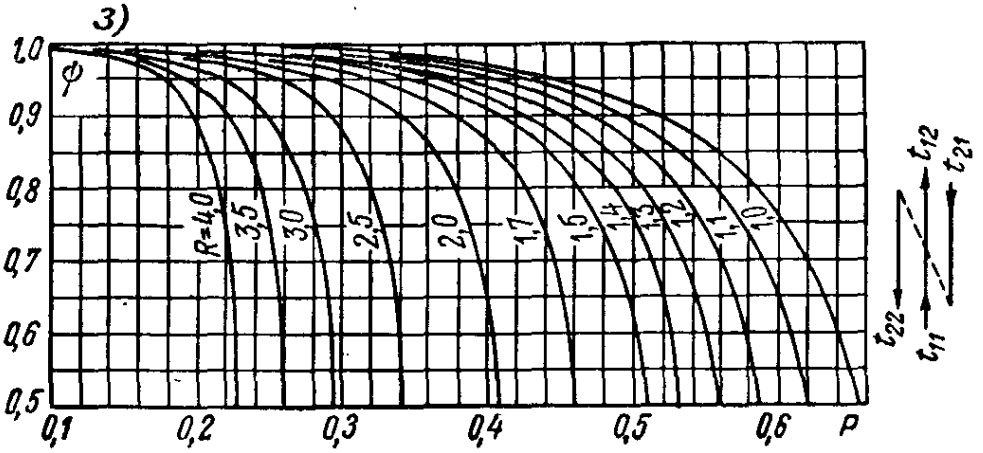


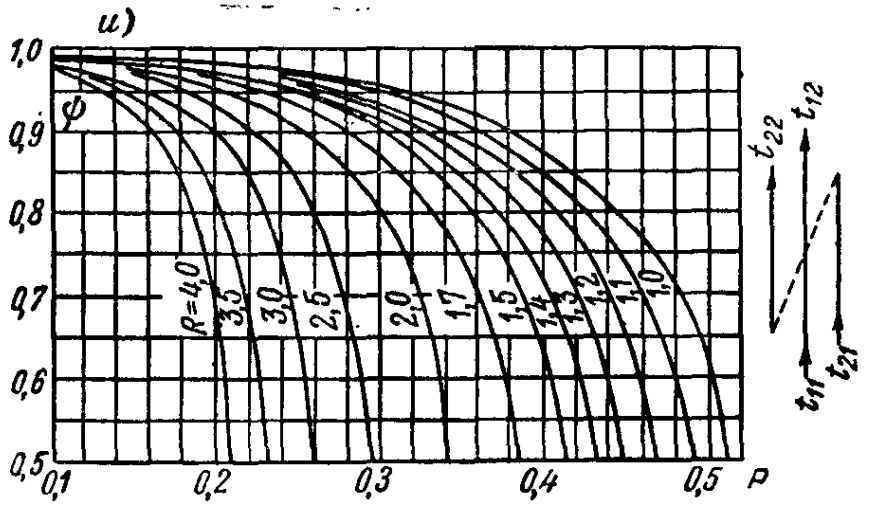




различных схемах параллельно-смешанного тока:
обменник *4-4N*; *д* — теплообменник *6-6N* (*N* — любое четное число); *е* — теплообмен- и двумя противоточными ходами;







К рис. 16-6.

ж — теплообменник *1-3* с одним противоточным и двумя прямоточными ходами; *з* — теплообменник *1-2* с обоими противоточными ходами; *и* — теплообменник *1-2* с обоими прямоточными ходами

Конечные температуры следует подставлять в расчетные формулы (16-7)—(16-9) в соответствии с их обозначениями на схемах.

г) Горизонтальные теплообменники оросительного (пленочного) типа. Эти теплообменники представляют собой ряды расположенных друг над другом горизонтальных труб, по всей длине которых стекает пленка охлаждающей среды.

Схемы таких теплообменников с U-образным и спиральным включением труб при общем противотоке показаны на рис. 16-10. Коэффициент ψ для теплообмеиников с U-образным включением определяется по графику для двукратно перекрестного тока, в котором одна среда перемешивается, другая нет (рис. 16-4,*г*), для теплообменников со спиральным включением—по рис. 16-11.

д) Многокорпусные теплообменники со сложными схемами включения. Здесь рассматриваются группы, состоящие из одинаковых теплообменников, для которых заданы только температуры обеих сред на входе в группу и на выходе из нее.

При групповом соединении любых одинаковых теплообменников, в которых температура каждой среды непрерывно изменяется от начального значения до конечного, общее решение дано в [Л. 16-13]. Оно очень сложно и поэтому приводятся решения для отдельных схем.

При противоточном включении по обеим средам (рис. 16-12,*а*) решение получается с помощью формулы (16-10) или (16-10а).

При параллельном включении по одной из сред (рис. 16-12,*б*) n теплообменников, по заданным конечным температурам и соответствующим значениям P и R [см. формулы (16-8) и (16-9)], также подсчитываются определяющие параметры для одного теплообменника:

$$R_1 = \frac{R}{n};$$

$$P_1 = \frac{n}{R}\left[1 - (1 - PR)^{\frac{1}{n}}\right].$$

Коэффициент ψ для всей группы связан с коэффициеитом ψ_1 для одного теплообменника зависимостью:

$$\psi = \frac{\psi_1}{n}\,\frac{R - n}{R - 1}\,\frac{\lg\dfrac{1 - P}{1 - PR}}{\lg\left[\dfrac{R - n}{R(1 - PR)^{1/n}} + \dfrac{n}{R}\right]}.$$

При $R = 1$

$$\psi = \frac{\psi_1}{n}\,\frac{P(1 - n)}{1 - P}\,\frac{1}{\ln\left[\dfrac{1 - n}{(1 - P)^{1/n}} + n\right]}.$$

При параллельно-последовательном включении четырех теплообменников по одной из сред (рис. 16-12,*в*)

$$R_1 = 2R,$$

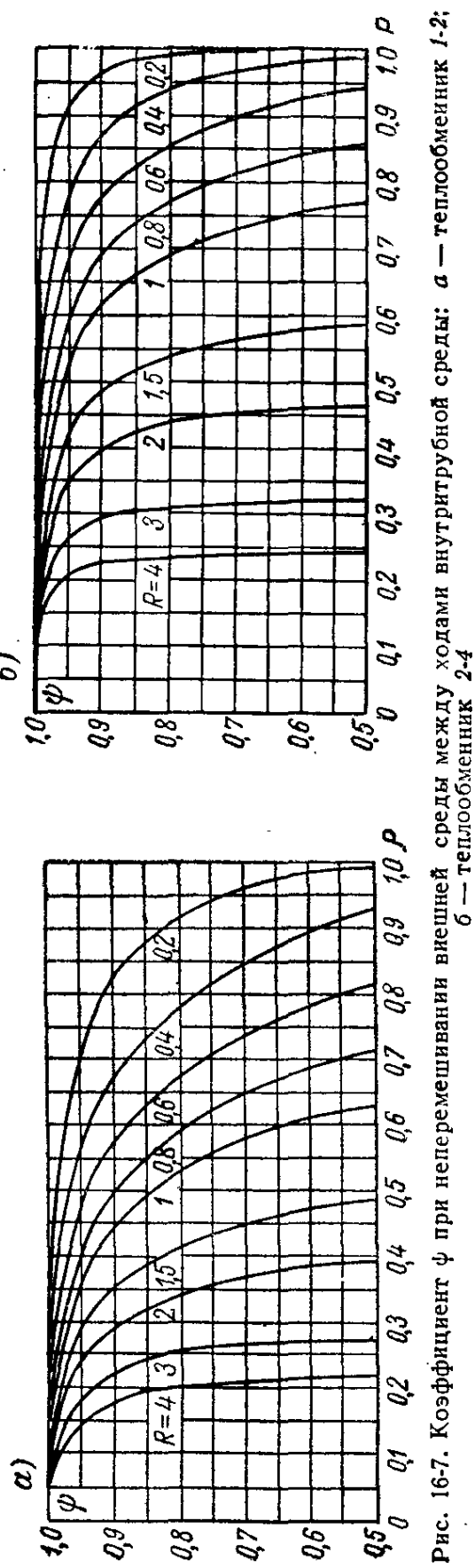


Рис. 16-7. Коэффициент ψ при неперемешивании внешней среды между ходами внутритрубной среды: *а* — теплообменник *1-2*; *б* — теплообменник *2-4*

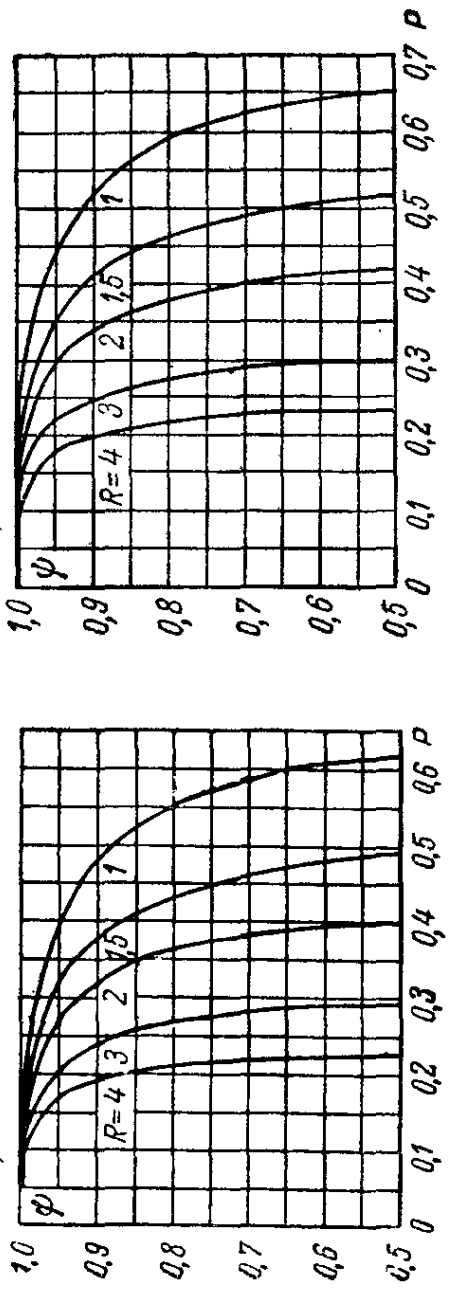


Рис. 16-8. Коэффициент ψ для теплообменника *1-2* с разными степенями неравномерности *B*: *а*) $B = 2$; *б*) $B = 3$

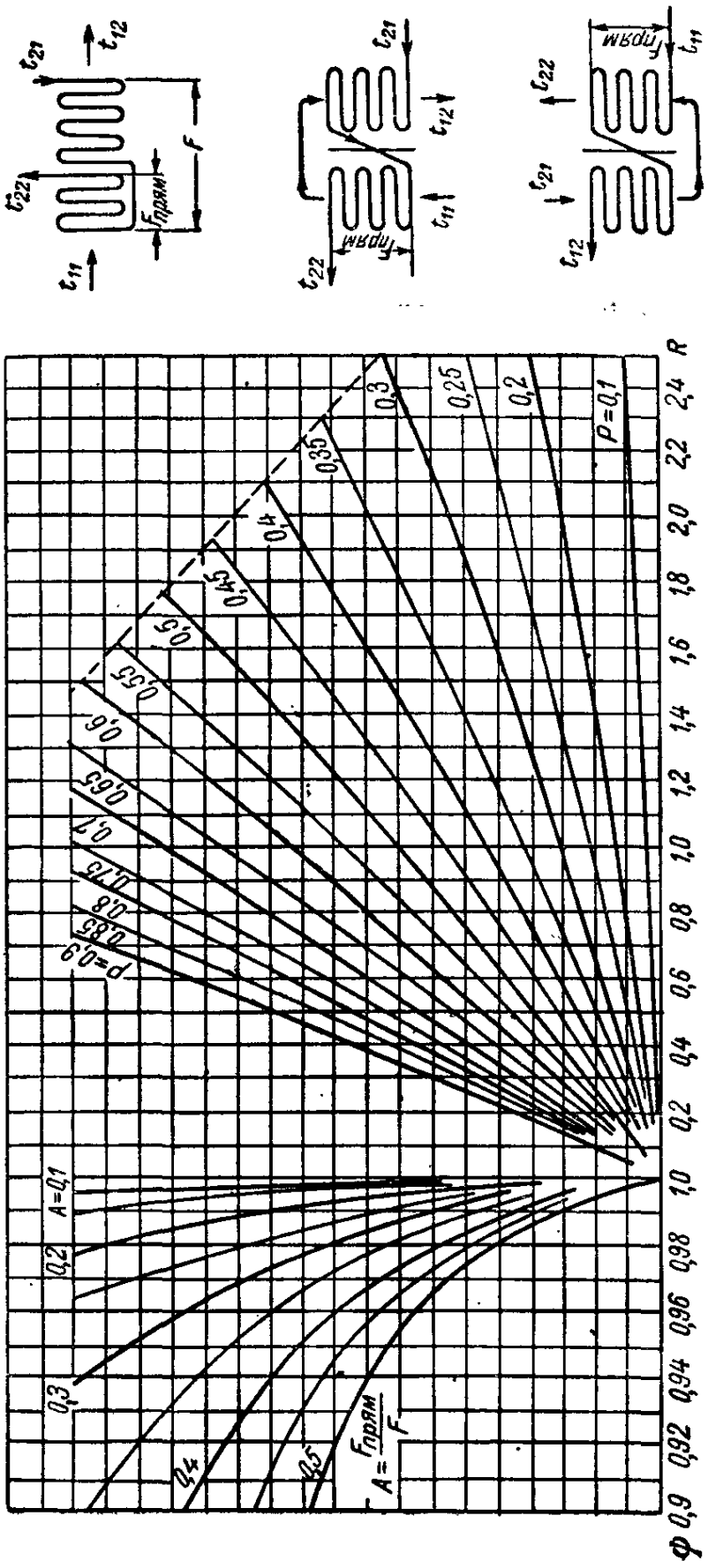


Рис. 16-9. Коэффициент ψ для теплообменников с последовательно-смешанным током

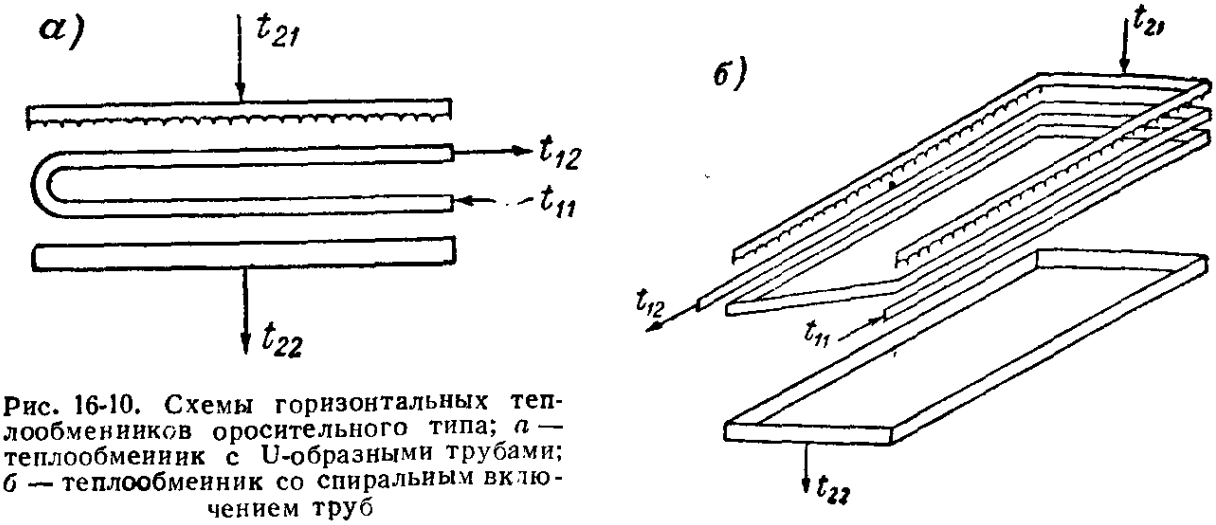


Рис. 16-10. Схемы горизонтальных теплообменников оросительного типа; *а* — теплообменник с U-образными трубами; *б* — теплообменник со спиральным включением труб

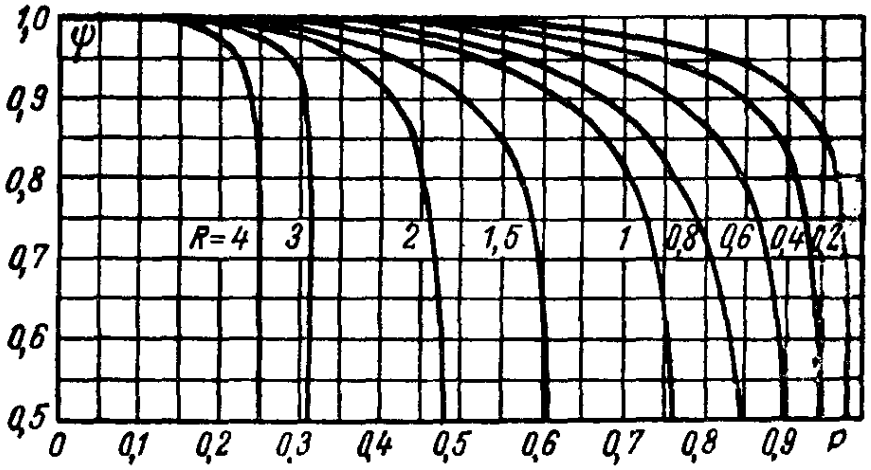


Рис. 16-11. Коэффициент ψ для горизонтальных теплообменников оросительного типа со спиральным включением труб

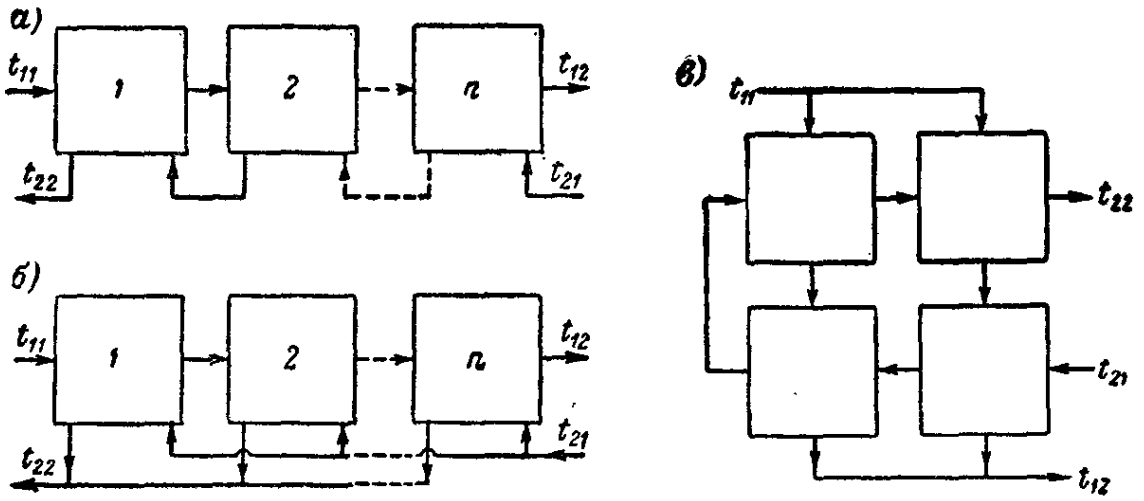


Рис. 16-12. Схемы включения многокорпусных теплообменников

Выражение P_1 через P очень сложно; поэтому записывается обратная зависимость, которая решается подбором или графически:

$$P = \frac{1 - [(1-P_1)^2 + 4P_1R(1-P_1R)]\left(\frac{1-P_1}{1-2P_1R}\right)^2}{1 - 2R[1-(2R-1)P_1^2]\left(\frac{1-P_1}{1-2P_1R}\right)^2}.$$

Коэффициент ϕ для всей группы связан с коэффициентом для одного теплообменника зависимостью:

$$\phi = \frac{\phi_1}{4}\,\frac{2R-1}{R-1}\,\frac{\lg\frac{1-P}{1-PR}}{\lg\frac{1-P_1}{1-2RP_1}}.$$

При $R = 1$

$$\phi = \frac{\phi_1}{4}\,\frac{P}{(1-P)\ln\frac{1-P_1}{1-2P_1}}.$$

Если по противоточной схеме (рис. 16-12,*а*) включено n теплообменников, в которых только одна среда постепенно изменяет температуру, в то время как температура второй среды в пределах каждого теплообменника остается практически постоянной (например, обогрев больших резервуаров змеевиками при перемешивании обогреваемой жидкости), температурный напор для всей группы определяется [Л. 16-10] по формуле:

$$\overline{\Delta t} = \frac{t_{11} - t_{12}}{n \ln \varphi},$$

где

$$\varphi = \frac{R-1}{R - \left(\frac{t_{11}-t_{22}}{t_{12}-t_{21}}\right)^{\frac{1}{n}}}.$$

Здесь t_{11} и t_{12} — температуры среды, протекающей по змеевикам.

е) Учет изменения коэффициента теплопередачи. Изложенная методика расчета температурного напора применима для теплообменников, в которых водяные эквиваленты (т. е. произведения расхода среды на ее теплоемкость) обеих сред и коэффициент теплопередачи сохраняются практически постоянными. При значительном изменении водяного эквивалента одной из сред теплообменник обычно приходится рассчитывать по участкам, для которых величину его можно принять постоянной. То же приходится делать при больших изменениях коэффициента теплопередачи, за исключением изложенных ниже случаев.

В противо- или прямоточных теплообменниках, в которых коэффициент теплопередачи линейно зависит от температуры, среднее

удельное тепловосприятие поверхности нагрева определяется по формуле:

$$\frac{Q}{F} = \frac{k_2\Delta t_1 - k_1\Delta t_2}{\ln\frac{k_2\Delta t_1}{k_1\Delta t_2}} \left[ккал/м^2 \cdot час\right]. \qquad (16\text{-}14)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к разным концам теплообменника. При расхождении конечных значений коэффициентов теплопередачи до 25% погрешность расчета по средней его величине не превышает 4—5%.

Для теплообменников *1-2* с параллельно-смешанным током при равномерном изменении коэффициентов теплопередачи в обоих ходах среднее удельное тепловосприятие поверхности нагрева приближенно определяется по аналогичной формуле:

$$\frac{Q}{F} = \phi\frac{k_1\Delta t_2 - k_2\Delta t_1}{\ln\frac{k_1\Delta t_2}{k_2\Delta t_1}}. \qquad (16\text{-}14а)$$

Способ учета неравенства коэффициентов теплопередачи в разных ходах теплообменников с параллельно-смешанным током описан выше.

Неравенство коэффициентов теплопередачи в прямо- и противоточном участках теплообменников с последовательно-смешанным током приближенно учитывается расчетом величины A (16-13) по формуле:

$$A = \frac{k_{прям}F_{прям}}{k_{ср}F}, \qquad (16\text{-}13а)$$

где $k_{ср}$ — средневзвешенное по поверхности нагрева значение коэффициента теплопередачи для всего теплообменника.

16-5. Ход расчета теплопередачи

Обычно при расчете теплопередачи известны начальные параметры теплоносителей и поверхность нагрева и не известны конечные температуры теплоносителей (поверочный расчет), либо известны начальные и конечные температуры теплоносителей и не известна поверхность нагрева (конструктивный расчет), и т. п.

Конструктивный расчет более прост, так как известны температурные условия процесса и необходимо только увязать принимаемые геометрические характеристики, а в отдельных случаях — тепловую нагрузку, с расчетной величиной поверхности нагрева.

При поверочном расчете приходится подбирать температурные условия процесса, которые заметно влияют на теплопередачу и требуют поэтому сравнительно высокой точности оценки. Применяются две методики поверочного расчета. Первая из них сводится к подбору неизвестных температур методом последовательных приближений; при этом последовательность и методика такие же, как при конструктивном расчете. Вторая методика сводится к непосредственному определению искомых температур без подбора; при этом вводятся дополнительные параметры, не применяемые при конструктивном расчете.

Ниже приводится пример конструктивного расчета; по аналогичной методике производится поверочный расчет при применении последовательных приближений. Метод поверочного расчета с определением конечных температур изложен в § 16-6.

Для наиболее ответственных агрегатов (паровые котлы, камеры горения, конденсаторы, варочные аппараты и т. п.) ход теплового расчета обычно стандартизируется и излагается в соответствующей литературе.

Пример. [1] Выполнить тепловой расчет подогревателя для раствора NaOH (30% весовая концентрация). Подогрев осуществляется от $t_{21} = 30°$ С до $t_{22}=90°$ С, при расходе $G_2 = 35$ *т/час*. Греющая среда — сухой насыщенный водяной пар $p = 1{,}2$ *ата*; конденсат отводится не переохлажденный. Подогреватель — вертикальный, трубчатый, многоходовой; диаметр стальных трубок $33\times1{,}5$ *мм*, длина 1,5 *м*. Скорость течения раствора в трубах $w=1{,}5$ *м/сек*. Коэффицнент использования поверхностн нагрева (по опытным данным) $\xi = 0{,}8$.

а) Температурные условия процесса.

Температура насыщения пара $t'' = 104°$ С.

Соответственно $t_{11} = t_{12} = t'' = 104°$ С; $\Delta t_1 = 104 - 30 = 74°$ С; $\Delta t_2 = 104 - 90 = 14°$ С.

Средняя логарифмнческая разность температур по формуле (16-6)

$$\overline{\Delta t} = \frac{74 - 14}{2{,}3 \lg \frac{74}{14}} = 36° \text{ С}.$$

Средняя температура раствора

$$\overline{t_2} = t'' - \overline{\Delta t} = 104 - 36 = 68° \text{ С}.$$

При этой температуре для данного раствора NaOH

$$\nu = 4{,}02 \cdot 10^{-6}\ м^2/сек;\ \text{Pr} = 31{,}2;\ \lambda = 0{,}53\ ккал/м \cdot град \cdot час;$$

$$c = 0{,}88\ ккал/кг \cdot град.$$

б) Тепловая нагрузка и расход греющего пара.

Принимая потерн аппарата в окружающую среду $\eta - 1 = 0{,}03$, определяем общий расход тепла:

$$Q = \eta c G_2 (t_{22} - t_{21}) = 1{,}03 \cdot 0{,}88 \cdot 35\,000\,(90-30) = 1{,}9 \cdot 10^6\ ккал/час.$$

Расход пара равен (при $\Delta i = 540$ *ккал/кг*)

$$G'' = \frac{Q}{\Delta i} = \frac{1{,}9 \cdot 10^6}{540} = 3500\ кг/час.$$

в) Определенне коэффициента теплопередачи.

Первое приближение: примем $q = 50\,000$ *ккал/м²·час*.

При $t = 100°$ С для конденсата (воды): $\gamma = 953$ *кг/м³*; $\nu = 0{,}295 \times 10^{-6}$ *м²/сек*. Теплота испарения $r = 539$ *ккал/кг*. Число Рейнольдса пленки по формуле (11-4):

$$\text{Re}_{пл} = \frac{qL}{3\,600 \cdot r \cdot \gamma \cdot \nu} = \frac{50\,000 \cdot 1{,}5}{3600 \cdot 539 \cdot 958 \cdot 0{,}295 \cdot 10^{-6}} = 137 > 100.$$

[1] Условия примера и последовательность расчета взяты из [Л. 16-3].

Расчет α_1 ведем по формуле (11-8).

При $t \approx 100°$ С по таблице $B = 28\,200$, $\mathrm{Pr} = 1{,}75$.

$$\alpha_1 = B \frac{0{,}16\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re}}{\mathrm{Re} - 100 + 63\,\mathrm{Pr}^{1/3}} =$$

$$= 28\,200 \frac{0{,}16 \cdot 1{,}21 \cdot 137}{137 - 100 + 63 \cdot 1{,}21} = 6640 \ ккал/м^2 \cdot град \cdot час.$$

Термическое сопротивление со стороны пара

$$R^*_{\alpha_1} = \frac{1}{\alpha_1} = 151 \cdot 10^{-6} \ м^2 \cdot град \cdot час/ккал.$$

Термическое сопротивление стенки трубы

$$R^*_{ст} = \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-3}}{42} = 36 \cdot 10^{-6} \ м^2 \cdot град \cdot час/ккал.$$

Число Рейнольдса раствора равно:

$$\mathrm{Re} = \frac{\omega D_{вн}}{\nu} = \frac{1{,}5 \cdot 0{,}030}{4{,}02 \cdot 10^{-6}} = 12\,500.$$

Ввиду близости температур раствора и стенки, поправкой на неизотермичность можно пренебречь. Поэтому α_2 определяется по формуле (7-18)

$$\alpha_2 = 0{,}023 \frac{\lambda}{D_{вн}} \mathrm{Pr}^{0{,}4}\mathrm{Re}^{0{,}8} =$$

$$= 0{,}023 \frac{0{,}53}{0{,}03} 31{,}2^{0{,}4} \cdot 12\,500^{0{,}8} = 3\,100 \ ккал/м^2 \cdot град \cdot час;$$

$$R^*_{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_2} = 322 \cdot 10^{-6} \ м^2 \cdot град \cdot час/ккал.$$

Коэффициент теплопередачи при чистой поверхности, отнесенный к поверхности нагрева, рассчитанной по среднему диаметру трубы, равен по формуле (3-16):

$$k_0 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{10^6}{151 + 36 + 322} = 1970 \ ккал/м^2 \cdot град \cdot час.$$

С учетом коэффициента использования поверхности нагрева

$$k = \xi k_0 = 0{,}8 \cdot 1970 = 1570 = ккал/м^2 \cdot град \cdot час.$$

Проверяем выбранное значение q

$$q = k\overline{\Delta t} = 1570 \cdot 36 = 56\,500 \ ккал/м^2 \cdot час,$$

что больше принятой в начале расчета величины

$$q = 50\,000 \ ккал/м^2 \ час.$$

Второе приближение: примем $q = 56\,000$ *ккал/м² час* и повторим весь ход расчета. Получаем:

$k = 1560$ *ккал/м² час·град*; $q = 1560 \cdot 36 = 56\,200$ *ккал/м² час*,

что хорошо согласуется с принятым значением.

Принимая значение $k = 1560$ *ккал/м² час·град*, определяем поверхность нагрева аппарата:

$$F = \frac{Q}{k\overline{\Delta t}} = \frac{1{,}9 \cdot 10^6}{56\,200} = 33{,}8 \text{ м}^2.$$

16-6. Поверочный расчет аппарата с определением конечных температур

Назначением поверочного расчета аппарата является определение его теплопроизводительности Q и конечных температур теплоносителей при заданной поверхности нагрева F, заданных расходах и начальных температурах теплоносителей и известном коэффициенте теплопередачи k. Если величина k не известна, то расчет ведут методом последовательных приближений, для чего в первом варианте расчета принимается некоторое, вероятное для данного аппарата, значение коэффициента теплопередачи или, чаще, оцениваются конечные температуры теплоносителей и по ним рассчитывается значение коэффициента теплопередачи. Для определения последнего необходимая точность предварительной оценки температур ниже той, к которой приходится стремиться при методе последовательных приближений.

Для расчета искомых величин служат формулы:

а) для прямоточных аппаратов

$$\left.\begin{aligned} t_{11} - t_{12} &= (t_{11} - t_{21})\, p_1; \\ t_{21} - t_{22} &= (t_{11} - t_{21}) \frac{c_1 G_1}{c_2 G_2}\, p_1; \\ Q &= c_1 G_1 (t_{11} - t_{21})\, p_1; \end{aligned}\right\} \qquad (16\text{-}15)$$

б) для противоточных аппаратов

$$\left.\begin{aligned} t_{11} - t_{12} &= (t_{11} - t_{21})\, p_2; \\ t_{21} - t_{22} &= (t_{11} - t_{21}) \frac{c_1 G_1}{c_2 G_2}\, p_2; \\ Q &= c_1 G_1 (t_{11} - t_{21})\, p_2; \end{aligned}\right\} \qquad (16\text{-}16)$$

велчины p_1 и p_2 приннмаются по табл. 16-1 н 16-2;

в) для аппаратов с перекрестным или параллельно-смешанным током (приблнженно)

$$Q = \frac{t_{11} - t_{21}}{\frac{1}{kF} + \frac{1}{2c_1 G_1} + \frac{1}{2c_2 G_2}}; \qquad (16\text{-}17)$$

$$t_{11} - t_{12} = \frac{Q}{c_1 G_1};$$

$$t_{21} - t_{22} = \frac{Q}{c_2 G_2}.$$

Таблица 16-1

Значения функции p_1 в формулах (16-15) (при прямотоке)

$\frac{c_1G_1}{c_2G_2}$	$\frac{kF}{c_1G_1}$							
	0,033	0,10	0,33	0,5	1	2	3	∞
0	0,033	0,10	0,28	0,39	0,63	0,86	0,96	1,00
0,01	0,033	0,10	0,28	0,39	0,63	0,86	0,95	0,99
0,05	0,033	0,10	0,28	0,39	0,62	0,84	0,91	0,95
0,10	0,033	0,10	0,28	0,38	0,61	0,81	0,89	0,91
0,20	0,033	0,10	0,27	0,38	0,58	0,76	0,81	0,83
0,50	0,033	0,10	0,26	0,35	0,52	0,63	0,66	0,67
1,0	0,033	0,09	0,25	0,32	0,43	0,49	0,50	0,50
2,0	0,033	0,09	0,21	0,26	0,32	0,33	0,33	0,33
5,0	0,032	0,08	0,14	0,16	0,17	0,17	0,17	0,17
10,0	0,028	0,06	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09
20,0	0,024	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
50,0	0,016	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
100,0	0,009	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
∞	0,000	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

Таблица 16-2

Значения функции p_2 в формулах (16-16) (при противотоке)

$\frac{c_1G_1}{c_2G_2}$	$\frac{kF}{c_1G_1}$							
	0,033	0,10	0,33	0,5	1	2	3	∞
0	0,033	0,10	0,28	0,39	0,63	0,86	0,96	1,00
0,01	0,033	0,10	0,28	0,39	0,63	0,86	0,95	1,00
0,05	0,033	0,10	0,28	0,39	0,62	0,86	0,94	1,00
0,10	0,033	0,10	0,28	0,38	0,61	0,85	0,94	1,00
0,20	0,033	0,10	0,28	0,38	0,60	0,83	0,93	1,00
0,50	0,033	0,10	0,26	0,36	0,57	0,78	0,89	1,00
1,0	0,033	0,10	0,25	0,34	0,51	0,68	0,77	0,50
2,0	0,033	0,09	0,23	0,29	0,39	0,46	0,49	0,20
5,0	0,032	0,08	0,16	0,18	0,20	0,20	0,20	0,20
10,0	0,028	0,06	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10
20,0	0,024	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
50,0	0 016	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
100,0	0,010	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
∞	0,000	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

16-7. Расчет вращающегося регенератора [Л. 16-5]

Вращающиеся воздухоподогреватели выполняются из металла или керамики. Поверхность нагрева—матрица—набирается из профильных листов, проволок, шаров и т. п.

Максимальная теплопроизводительность регенератора равна:

$$Q_{max} = \frac{F_1 \overline{\Delta t}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{F_2}{\alpha_2 F_1}}. \qquad (16\text{-}18)$$

Здесь F_1 [$м^2$] — часть поверхности матрицы, омываемая греющей средой;

F_2 [$м^2$] — часть поверхности матрицы, омываемая нагреваемой средой;

$\overline{\Delta t}$, °С — температурный напор;

α_1 и α_2 *ккал/м² час·град* — коэффициенты теплоотдачи со стороны греющей и нагреваемой сред.

Если поверхность нагрева набирается из листов, величина ее принимается равной площади обеих сторон всех листов.

Теплопроизводительность вращающегося регенератора при заданном числе оборотов n [*об/мин*] определяется по формуле:

$$Q_n = \xi Q_{max}, \tag{16-19}$$

где $\xi \leqslant 1$ — коэффициент регенерации, определяемый по формуле:

$$\xi = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2}{m_1 \alpha_2 F_2} \frac{(1 - e^{-m_1})(1 - e^{-m_2})}{1 - e^{-(m_1 + m_2)}}. \tag{16-20}$$

Здесь

$$m_1 = \frac{\alpha_1 F_1}{c\gamma V n}; \quad m_2 = \frac{\alpha_2 F_2}{c\gamma V n},$$

а если матрица набрана из листов,

$$m_1 = \frac{2\alpha_1 F_1}{c\gamma\delta (F_1 + F_2) n}; \quad m_2 = \frac{2\alpha_2 F_2}{c\gamma\delta (F_1 + F_2) n};$$

V [$м^3$] — объем всего материала матрицы;

c [*ккал/кг град*] — удельная теплоемкость материала матрицы;

γ [*кг/м³*] — удельный вес материала матрицы;

δ [*м*] — толщина листов матрицы.

Коэффициенты теплоотдачи для матриц, каналы которых имеют поперечные или косые волны, рассчитываются согласно § 7-9. Для матриц с гладкими каналами коэффициенты теплоотдачи определяются по указаниям § 7-2, так как в этих каналах обычно имеет место ламинарное течение.

16-8. Расчет теплопередачи в типовых конденсаторах паровых турбин

В конденсаторах современных мощных стационарных паровых турбин поддерживается вакуум порядка 95—96%. По ходу пара в трубном пучке пар конденсируется и содержание воздуха в нем повышается. Из конденсатора откачивается воздухо-паровая смесь.

В настоящее время предложен относительно простой эмпирический метод теплового расчета конденсаторов паровых турбин [Л. 16-1].

Поверхность охлаждения конденсатора определяется по формуле:

$$F = \frac{G''}{\Delta} \frac{\Phi_D}{\Phi_Z}; \tag{16-21}$$

Таблица 16-3

Значения Φ_z

Z	t_2, °C		
	10	15	20
1	0,93	0,94	0,96
2	1,00	1,00	1,00
3	1,07	1,06	1,04
4	1,14	1,11	1,09

Таблица 16-4

Значения Φ_D

t_{21}, °C	D_1, *мм*						
	14	16	18	20	22	24	26
10	1,027	1,019	1,012	1,006	1,000	0,995	0,990
15	1,036	1,025	1,016	1,007	1,000	0,993	0,987
20	1,044	1,031	1,019	1,009	1,000	0,992	0,984

длина трубок

$$L = \Lambda \frac{D_1^2}{ZD_2} \frac{\Phi_D}{\Phi_Z} 10^3; \qquad (16\text{-}22)$$

число трубок

$$N = \frac{F}{\pi D_2 L}; \qquad (16\text{-}23)$$

условный диаметр трубной доски

$$D_{mp} = D_2 \sqrt{\frac{N}{u}}; \qquad (16\text{-}24)$$

условная удельная паровая нагрузка

$$\Delta = \frac{k}{cm \ln \Theta}; \qquad (16\text{-}25)$$

условный геометрический параметр конденсатора

$$\Lambda = \frac{900 w \gamma}{m \Delta}. \qquad (16\text{-}26)$$

Здесь k [*ккал/м² час·град*] — коэффициент теплопередачи (при $Z = 2$ и $D_1 = 0{,}022$ *м*)

$$k = 3500\beta (0{,}51 w)^x \left[1 - \frac{0{,}42\sqrt{\beta}}{1000}(35 - t_{21})^2\right], \qquad (16\text{-}27)$$

$$x = 0{,}12\beta(1 + 0{,}15 t_{21});$$

$\Theta = \dfrac{t'' - t_{21}}{t'' - t_{22}}$ — температурный параметр;

$\Phi_Z = 1 + \dfrac{Z-2}{10}\left(1 - \dfrac{t_{21}}{35}\right)$ — множитель, учитывающий влияние числа ходов воды (табл. 16-3);

$\Phi_D = \left(\dfrac{0{,}022}{D_1}\right)^{\frac{x}{4}}$ — множитель, учитывающий влияние внутреннего диаметра трубок конденсатора (табл. 16-4);

D_1, D_2 [*м*] — внутренний и наружный диаметры трубок;

Таблица 16-5а

Значения Δ и Λ при t_{21}=10° С

$p_к$, ата	m		w, м/сек							
			1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6
0,03	50	Δ	25,3	26,2	27,1	27,8	28,5	29,1	29,7	—
		Λ	0,853	0,957	1,06	1,16	1,26	1,36	1,45	—
	60	Δ	30,5	31,6	32,6	33,4	34,2	35,0	35,7	—
		Λ	0,590	0,665	0,737	0,808	0,877	0,943	1,01	—
	70	Δ	33,7	34,9	36,0	37,0	37,9	38,8	39,6	—
		Λ	0,458	0,516	0,572	0,623	0,679	0,730	0,780	—
	80	Δ	35,8	37,1	38,2	39,2	40,2	41,1	42,0	—
		Λ	0,377	0,425	0,472	0,518	0,561	0,603	0,644	—
0,04	50	Δ	45,4	47,0	48,5	49,9	51,1	52,3	53,4	54,5
		Λ	0,475	0,536	0,594	0,649	0,705	0,757	0,809	0,859
	60	Δ	49,5	51,3	53,0	54,5	55,7	56,9	58,1	59,3
		Λ	0,364	0,409	0,453	0,496	0,539	0,580	0,620	0,657
	70	Δ	52,0	53,9	55,6	57,2	58,7	60,2	61,6	62,9
		Λ	0,297	0,334	0,370	0,405	0,438	0,470	0,501	0,532
	80	Δ	53,8	55,7	57,4	59,0	60,5	61,9	63,2	64,4
		Λ	0,251	0,283	0,314	0,344	0,372	0,401	0,428	0,455
0,05	50	Δ	59,9	62,1	64,1	66,0	67,7	69,2	70,6	72,0
		Λ	0,360	0,406	0,449	0,492	0,535	0,572	0,611	0,650
	60	Δ	63,3	65,7	67,9	69,9	71,7	73,3	74,8	76,3
		Λ	0,284	0,320	0,354	0,386	0,418	0,450	0,481	0,511
	70	Δ	66,1	68,7	70,7	72,7	74,5	76,3	77,9	79,5
		Λ	0,234	0,263	0,291	0,319	0,346	0,371	0,396	0,421
	80	Δ	69,3	71,7	73,9	75,9	77,8	79,6	81,4	83,1
		Λ	0,195	0,220	0,244	0,267	0,289	0,311	0,332	0,352

Таблица 16-5б

Значения Δ и Λ при t_{21}=15° С

$p_к$, ата	m		w, м/сек							
			1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6
0,04	50	Δ	27,1	28,4	29,6	30,7	31,7	32,7	33,6	34,5
		Λ	0,796	0,887	0,973	1,06	1,14	1,22	1,29	1,36
	60	Δ	32,5	34,1	35,5	36,8	38,0	39,2	40,3	41,2
		Λ	0,553	0,615	0,676	0,733	0,790	0,842	0,893	0,946
	70	Δ	35,9	37,6	39,1	40,6	42,0	43,3	44,5	45,7
		Λ	0,429	0,479	0,527	0,570	0,612	0,654	0,694	0,731
	80	Δ	38,3	40,1	41,7	43,2	44,6	46,0	47,3	48,6
		Λ	0,353	0,393	0,432	0,469	0,504	0,539	0,571	0,602

Продолжение табл. 16-5б

$p_к$, ата	m		w, м/сек							
			1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6
0,05	50	Δ	43,9	45,9	47,7	49,4	51,1	52,7	54,2	55,7
		Λ	0,492	0,548	0,603	0,656	0,704	0,750	0,796	0,839
	60	Δ	48,5	50,7	52,8	54,7	56,5	58,2	59,9	61,5
		Λ	0,371	0,413	0,455	0,493	0,531	0,567	0,601	0,635
	70	Δ	51,7	54,1	56,3	58,3	60,3	62,2	64,0	65,7
		Λ	0,299	0,333	0,365	0,397	0,427	0,455	0,482	0,509
	80	Δ	54,5	57,0	59,3	61,5	63,6	65,6	67,4	69,2
		Λ	0,248	0,277	0,304	0,330	0,354	0,378	0,401	0,423
0,06	50	Δ	57,4	60,1	62,4	64,7	66,9	68,8	70,8	72,8
		Λ	0,376	0,419	0,461	0,501	0,538	0,575	0,610	0,642
	60	Δ	61,5	64,4	67,1	69,6	71,9	74,0	76,1	78,1
		Λ	0,293	0,326	0,358	0,388	0,418	0,446	0,473	0,499
	70	Δ	64,6	67,8	70,6	73,2	75,6	77,8	79,9	82,0
		Λ	0,239	0,266	0,292	0,317	0,340	0,364	0,386	0,407
	80	Δ	66,3	69,7	72,0	74,9	77,4	79,7	82,0	84,2
		Λ	0,204	0,226	0,250	0,271	0,290	0,311	0,330	0,348

Таблица 16-5в

Значения Δ и Λ при t_{21}=20°С

$p_к$, ата	m		w, м/сек							
			1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6
0,05	50	Δ	22,5	23,9	25,1	26,3	27,4	28,4	29,4	30,3
		Λ	0,958	1,05	1,14	1,23	1,31	1,40	1,47	1,54
	60	Δ	28,7	30,4	32,1	33,6	35,0	36,3	37,5	38,7
		Λ	0,627	0,690	0,747	0,803	0 857	0,909	0,960	1,01
	70	Δ	32,5	34,5	36,3	37,9	39,5	41,0	42,4	43,7
		Λ	0,475	0,522	0 567	0,611	0,652	0,690	0,728	0,763
	80	Δ	35,6	37,6	39,3	41,0	42,6	44,2	45,7	47,2
		Λ	0,380	0,420	0,458	0,495	0,529	0,561	0,592	0,620
0,06	50	Δ	38,0	40,4	42,6	44,6	46,3	48,0	49,6	51,2
		Λ	0,568	0,622	0,675	0,727	0,776	0,825	0,870	0,913
	60	Δ	43,0	45,7	48,2	50,4	52,4	54,3	56,2	57,9
		Λ	0,418	0,459	0,498	0,536	0,573	0,608	0,641	0,674
	70	Δ	46,2	49,2	51,9	54,3	56,5	58,5	60,4	62,2
		Λ	0,334	0,366	0,397	0,427	0,455	0,483	0,511	0,537
	80	Δ	48,7	51,7	54,5	57,0	59,3	61,4	63,6	65,5
		Λ	0,277	0,305	0,331	0,356	0,380	0,404	0,425	0,447
0,07	50	Δ	50,3	53,3	56,1	58,7	61,1	63,4	65,6	67,7
		Λ	0,429	0,472	0,513	0,552	0,589	0,625	0,658	0,691
	60	Δ	54,8	58,2	61,4	64,1	66,7	69,2	71,7	74,0
		Λ	0,328	0,360	0 391	0,421	0,450	0,477	0,502	0,527
	70	Δ	57,6	61,1	64,4	67,4	70,3	73,0	75,3	77,5
		Λ	0,268	0,295	0,320	0,344	0,366	0,388	0,410	0,431
	80	Δ	60,4	64,0	67,5	70,6	73,5	76,3	78,7	81,1
		Λ	0,224	0,246	0,267	0,287	0,306	0,325	0,343	0,361

G'' [*кг/час*] — паровая нагрузка конденсатора;

$m = \frac{G'}{G''}$ — кратность охлаждения (G', *кг/час* — расход охлаждающей воды);

Z — число ходов охлаждающей воды в конденсаторе;

c [*ккал/кг·град*], γ [*кг/м*^{3}] — теплоемкость и удельный вес охлаждающей воды;

u — коэффициент использования площади трубной доски (обычно $u = 0{,}24 \div 0{,}31$; в среднем $u = 0{,}28$);

t'', °С — температура насыщения при давлении пара на входе в конденсатор $p_к$ [*ата*];

t_{21}, t_{22}, °С — температура воды при входе в конденсатор и при выходе из него;

w [*м/сек*] — скорость воды в трубках;

β — коэффициент чистоты конденсатора.

В табл. 16-5 приведены значения параметров Δ и Λ для типичных случаев.

Эти таблицы составлены для латунных трубок при коэффициенте чистоты конденсатора $\beta = 0{,}8$ и изменении теплосодержания пара при конденсации $\Delta i_к = 525$ *ккал/кг*.

При мельхиоровых (медноникелевых) трубках значения Δ из таблиц умножаются на 0,9, а Λ на 1,11.

При $\Delta i_к \neq 525$ табличные значения Δ множатся на отношение $\frac{525}{\Delta i_к}$, а Λ на $\frac{\Delta i_к}{525}$.

При $\beta \neq 0{,}8$ табличные значения Δ множатся на отношение $\frac{\beta}{0{,}8}$, а Λ на $\frac{0{,}8}{\beta}$.

Значения коэффициента чистоты β:

при прямоточном водоснабжении и чистой воде

$$\beta = 0{,}80 \div 0{,}85;$$

при оборотном водоснабжении и достаточной продувке системы или химической обработке воды

$$\beta = 0{,}75 \div 0{,}80;$$

при грязной воде и возможности образования минеральных или органических отложений

$$\beta = 0{,}65 \div 0{,}75.$$

Пример [Л. 16-1]. Задано: расход пара $G' = 100\,000$ *кг/час*; давление пара при входе в конденсатор $p_к = 0{,}04$ *ата*; водоснабжение прямоточное; температура охлаждающей воды при входе в конденсатор $t_{21} = 15°$ С; кратность охлаждения $m = 70$. Определить размеры двухходового ($Z = 2$) конденсатора при скорости воды $w = 2{,}0$ *м/сек* и трубках $D_2/D_1 = 25/23$ *мм*.

По таблице 16-5б для заданных условий находим значения $\Delta = 42{,}0$ *кг/м*^{2} *час* и $\Lambda = 0{,}612$; по таблицам 16-3 и 16-4 $\Phi_Z = 1{,}0$ и $\Phi_D = 0{,}997$.

По формуле (16-21) поверхность конденсатора

$$F = \frac{100\,000 \cdot 0{,}997}{42{,}0 \cdot 1{,}0} = 2380 \text{ м}^2;$$

длина трубок, по формуле (16-22),

$$L = 10^3 \frac{0{,}612 \cdot 0{,}023^2 \cdot 0{,}997}{2 \cdot 0{,}025 \cdot 1{,}0} = 6{,}46 \text{ м};$$

число трубок, по формуле (16-23),

$$N = \frac{2380}{\pi \cdot 0{,}025 \cdot 6{,}46} = 4690 \text{ шт.};$$

условный диаметр трубной доски, по формуле (16-24), при среднем значении коэффициента использования площади трубной доски,

$$D_{тр} \approx 0{,}025 \sqrt{\frac{4690}{0{,}28}} = 3{,}24 \text{ м}.$$

Если задана длина трубок, то сначала из формулы (16-22) определяется Λ, а затем по таблицам Δ и w (если задана кратность m), или Δ и m (если задана скорость w).

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ АППАРАТОВ

17-1. Общие сведения

Гидравлический (аэродинамический) расчет теплообменного аппарата сводится к определению потерь давления по тракту каждого из теплоносителей от входа в аппарат до выхода из него. Обратный расчет сводится к подбору необходимых проходных сечений при заданном перепаде давления.

Общее падение давления по тракту складывается из потерь в элементах аппаратов: входных и выходных патрубках, камерах и коллекторах, в трубных пучках и т. п.

Основные потери давления имеют место обычно в частях аппарата, образующих поверхности теплообмена (прямые трубы, змеевики, щелевые каналы и т. п.).

Полный перепад давления по данному тракту аппарата в общем случае определяется формулой:

$$\Delta p = \Sigma \Delta p_i, \qquad (17\text{-}1)$$

где Δp_i — перепад давления на i-м участке тракта.

Все сопротивления делятся на два основных типа — *линейное сопротивление* трубопровода, распределенное по всей его длине, и *местные сопротивления*, локализованные на небольших участках тракта.

17-2. Сопротивление при течении внутри труб и каналов

Основная расчетная формула:

$$-\frac{dp}{dx}=\zeta_{mp}\frac{\overline{w}^2\gamma}{2gD}+\frac{\gamma}{g}\overline{w}\frac{d\overline{w}}{gx}. \tag{17-2}$$

Здесь p [кГ/м²] — давленне в потоке;
$\overline{w}$ [м/сек] — средняя расходная скорость жидкостн в трубе;
γ [кг/м³] — удельный вес жидкости в данном сечении (отнесенный к средней по сечению температуре потока);
D [м] — днаметр (внутренний) трубы;
g [м/сек²] — ускоренне силы тяжести;
ζ_{mp} — коэффициент гидравлического трения.

При течении несжимаемой жидкости ($\gamma=\text{const}$) в прямой трубе постоянного сечения $\frac{dw}{dx}=0$ и второй член (17-2) превращается в нуль:

$$\Delta p=p_1-p_2=\zeta_{mp}\frac{\overline{w}^2\gamma L}{2gD}, \tag{17-3}$$

где L [м] — длина рассматриваемого участка трубы.

Для жидкости с меняющейся плотностью

$$\Delta p=\frac{\gamma_1\overline{w}_1}{2gD}\int_0^L\zeta_{mp}\overline{w}dx+\frac{\gamma_1\overline{w}_1(\overline{w}_1-\overline{w}_2)}{g}. \tag{17-4}$$

При движении газа с изменением температуры от t_1 до t_2

$$\Delta p=\frac{\gamma_1\overline{w}_1}{2gD}\int_0^L\zeta_{mp}\overline{w}dx+2\frac{t_2-t_1}{T}\frac{\gamma\overline{w}^2}{2g}. \tag{17-4a}$$

При течении в некруглой трубе расчет ведется по формулам для круглой трубы, но вводится эквивалентный гидравлический диаметр по формуле (7-24).

Коэффициент сопротивления ζ_{mp} остается постоянным по длине для труб с $L>30D$.

При изотермическом ламинарном течении ($\mathrm{Re}<2300$)

$$\zeta_{mp}=\frac{A}{\mathrm{Re}}, \tag{17-5}$$

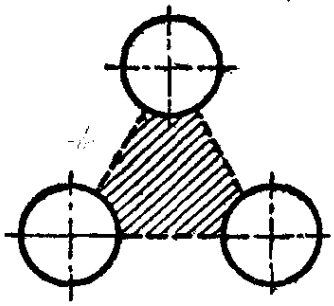
где $\mathrm{Re}=\frac{\overline{w}D_{эк}}{\nu}$; коэффициент A берется по табл. 17-1.

При изотермическом турбулентном течении в гладких трубах: при $5\cdot10^3<\mathrm{Re}<100\cdot10^3$ [Л. 17-17, 17-20]

$$\zeta_{mp}=\frac{0{,}316}{\mathrm{Re}^{0{,}25}}; \tag{17-6}$$

Таблица 17-1

Значения эквивалентного диаметра и коэффициента A в формуле (17-5)

Форма поперечного сечения	$\frac{a}{b}$	$D_{эк}$	A
Круг диаметром D	—	D	64
Эллипс a—малая ось, b—большая ось	0,1 0,2 0,3 0,5 0,7	$1,55a$ $1,50a$ $1,44a$ $1,30a$ $1,17a$	78 76 73 68 65
Прямоугольник a—меньшая сторона, b—бо́льшая сторона	~0 0,1 0,2 0,25 0,333 0,5	$2a$ $1,82a$ $1,67a$ $1,60a$ $1,50a$ $1,33a$	96 85 76 73 69 62
Квадрат со стороной a	—	a	57
Равносторонний треугольник со стороной a	—	$0,58a$	53
Равнобедренный треугольник с основанием a Угол при вершине $\beta=20°$ То же, $\beta=40°$ То же, $\beta=80°$ То же, $\beta=90°$ То же, $\beta=100°$	 — — — —	 $0,84a$ $0,70a$ $0,47a$ $0,41a$ $0,36a$	 52 54 53 52 52
Круглое кольцо шириной a		$2a$	96
Сечение межтрубного пространства (проходное сечение заштриховано) 	—		121

при $Re > 100 \cdot 10^3$ [Л. 17-18][1]

$$\zeta_{тр} = \frac{1}{(1{,}82 \lg Re - 1{,}64)^2}. \qquad (17\text{-}7)$$

[1] Для течения при $Re > 10^5$ предложено много расчетных формул, но практически все они дают одни и те же результаты.

При неизотермическом ламинарном течении в трубах ($\mathrm{Re} < 2300$) [Л. 17-16]

$$\zeta_{тр} = \zeta^0_{тр}\left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_1}\right)^n; \qquad (17\text{-}8)$$

при $60 < \mathrm{Pe}\frac{D}{L} < 1{,}5 \cdot 10^3$

$$n = 2{,}3\left(\mathrm{Pe}\,\frac{D}{L}\right)^{-0{,}3}\left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_1}\right)^{-0{,}062}; \qquad (17\text{-}9а)$$

при $1{,}5 \cdot 10^3 < \mathrm{Pe}\frac{D}{L} < 30 \cdot 10^3$

$$n = 0{,}535\left(\mathrm{Pe}\,\frac{D}{L}\right)^{-0{,}1}\left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_1}\right)^{-0{,}062}. \qquad (17\text{-}9б)$$

Здесь $\zeta^0_{тр}$ — коэффициент сопротивления при изотермическом течении по формуле (17-5);

$\mu_{ст}$ — коэффициент вязкости при температуре стенки;

μ_1 — то же при температуре жидкости на входе в трубу.

Физические характеристики в критерии Pe отнесены к температуре при входе в трубу.

При неизотермическом турбулентном течении в гладких трубах:

для газов — отношение $\frac{\zeta_{тр}}{\zeta^0_{тр}}$ [$\zeta^0_{тр}$ — по формулам (17-6) или (17-7)] берется в зависимости от температурного фактора $\psi = \frac{T_{ст}}{T_0}$:

при $0{,}5 < \psi < 1{,}0$

$$\frac{\zeta_{тр}}{\zeta^0_{тр}} = 1{,}27 - 0{,}27\psi; \qquad (17\text{-}10а)$$

при $1{,}0 < \psi < 3{,}5$

$$\frac{\zeta_{тр}}{\zeta^0_{тр}} = \psi^{-0{,}55}. \qquad (17\text{-}10б)$$

Для неметаллических жидкостей при ($3{,}3 \cdot 10^3 < \mathrm{Re} < 25 \cdot 10^3$); $0{,}3 < \frac{\mu_{ст}}{\mu_0} < 38$; $1{,}3 < \mathrm{Pr} < 180$ [Л. 17-16]

$$\zeta_{тр} = \zeta^0_{тр}\left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0}\right)^n; \qquad (17\text{-}11)$$

при охлаждении жидкости

$$n = 0{,}28\,\mathrm{Pr}^{-0.25}; \qquad (17\text{-}12)$$

при нагревании жидкости

$$n = 0{,}14.$$

Физические характеристики (кроме $\mu_{ст}$) отиесены к средней температуре потока T_0; $\zeta^0_{тр}$ — по формулам для изотермического течения при отнесении характеристик к T_0.

Для металлических жидкостей при отиесении физических характеристик к T_0

$$\zeta_{тр} = \zeta^0_{тр}.$$

Шероховатость стенки трубы влияет иа гидравлическое сопротивление только при турбулентном течении жидкости и при числах Re, превышающих некоторое значение, зависящее от отиосительной шероховатости $\frac{k}{D}$, где k — расчетная высота бугорков шероховатости.

Шероховатость разделяют иа два основных типа:

1) острые и коротковолновые неровности или отчетливо выраженная зериистая шероховатость. Такой тип шероховатости имеет место в стальных, чугунных, цементных трубах;

2) волнистая шероховатость, характерная для строганного дерева, асфальтированного листового железа и т. п.

Схематические изображения этнх шероховатостей и соответствующих зависимостей $\zeta_{тр}$ от Re даны на рис. 17-1.

Закон сопротивления для равномерно зернистой шероховатости показан на рис. 17-2 [Л. 17-21]. Как видно, при достаточно больших числах Re величина $\zeta_{тр}$ зависит только от относительиой шероховатости $\frac{k}{D}$ (кривые построены по значениям обратной величины

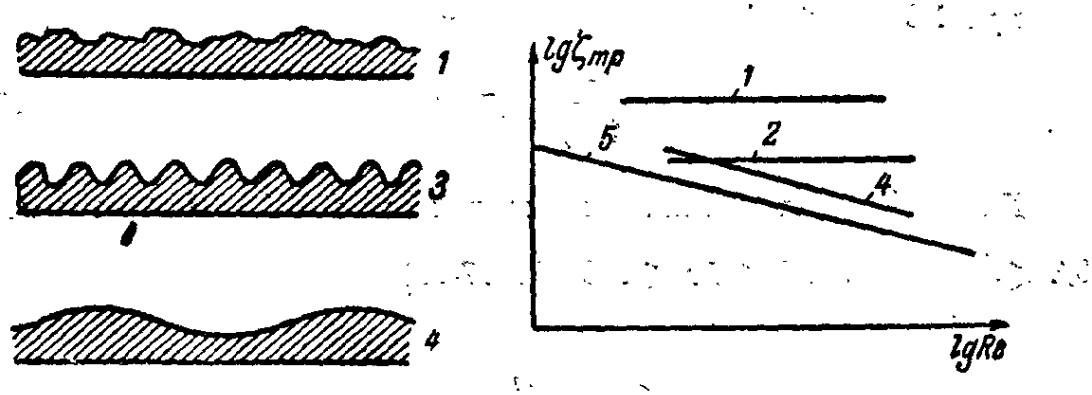


Рис. 17-1. Типы шероховатостей и их влияние на коэффициент сопротивления трения
1 — зернистая с большим значением $\frac{k}{D}$; *2* — зернистая с малым $\frac{k}{D}$; *3* — коротковолновая; *4* — волнистая; *5* — гладкие трубы (закон Блязиуса)

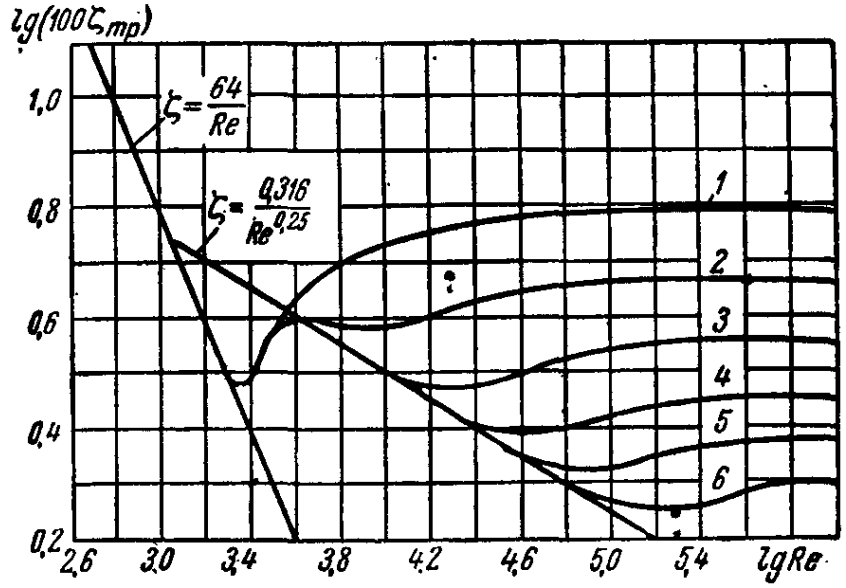


Рис. 17-2. Закон сопротивления для однородной зернистой шероховатости [Л. 17-21].

1) $\frac{D}{k}=30$; 2) $\frac{D}{k}=61$; 3) $\frac{D}{k}=120$; 4) $\frac{D}{k}=252$; 5) $\frac{D}{k}=504$; 6) $\frac{D}{k}=1014$

$\frac{D}{k}\Big)$. При этом имеет место квадратичный закон сопротивления.

В реальных стальных трубах, вследствие неодинаковых высот выступов, имеет место плавный переход от закона сопротивления гладких труб к квадратичному закону (рис. 17-3).

В области квадратичного закона сопротивления в технических трубах [Л. 17-21]

$$\zeta_{тр}=\frac{1}{\left(1{,}74+2\lg\frac{r}{\Delta}\right)^2}, \qquad (17\text{-}13)$$

где Δ — эквивалентная шероховатость трубы, т. е. высота выступов в трубе с равномерно зернистой шероховатостью, для которой коэффициент сопротивления равен $\zeta_{тр}$ данной трубы.

Начало перехода к квадратичному закону сопротивления определяется [Л. 17-14]:

$$\mathrm{Re}_{кр}=\left(120\frac{D}{\Delta}\right)^{1{,}125}.$$

Средние значения Δ для различных случаев приведены в табл. 17-2.

Новые трубы имеют шероховатость в 3—4 раза меньшую, чем трубы, бывшие в эксплуатации или долго подвергавшиеся воздействию атмосферы.

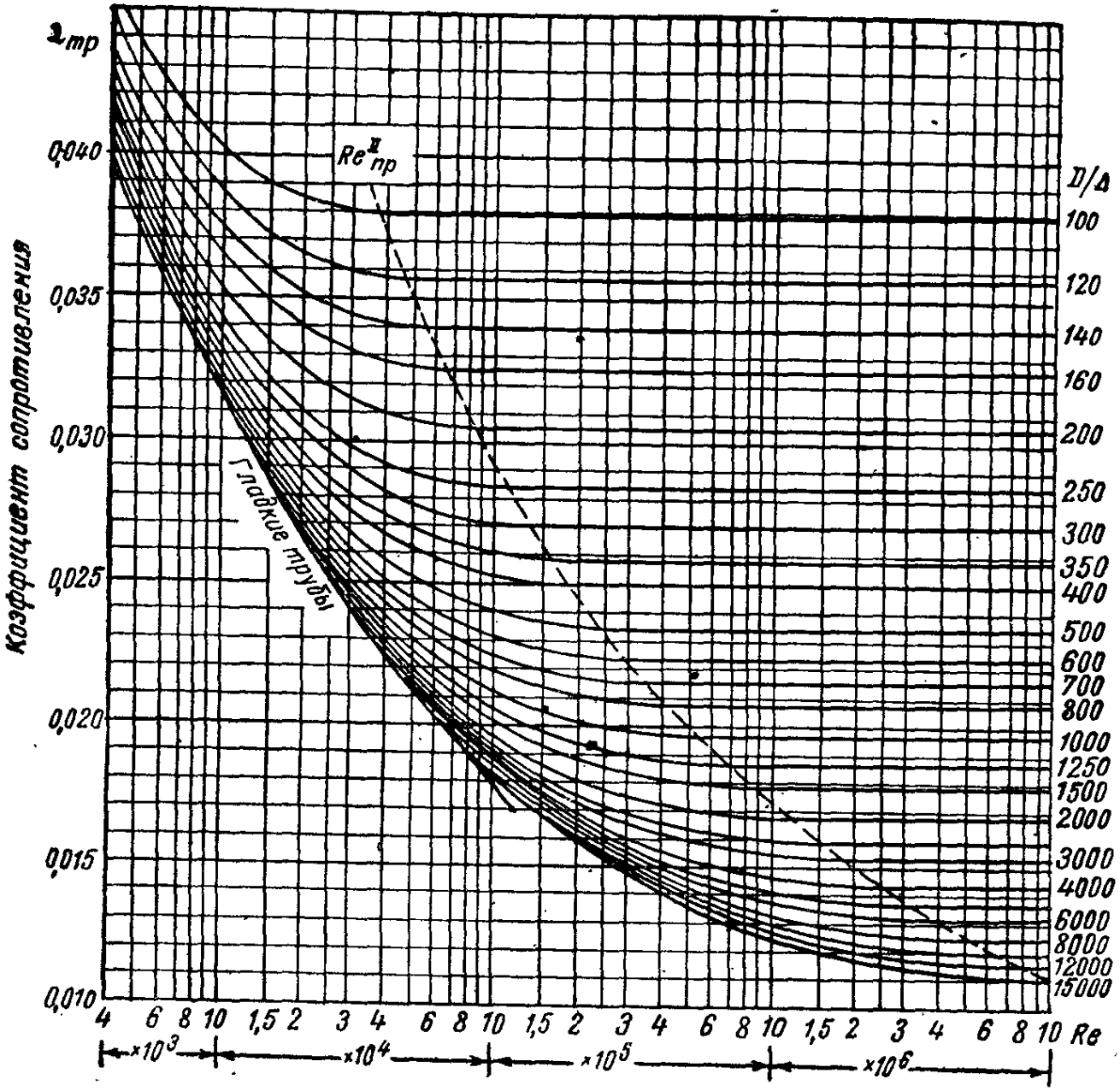


Рис. 17-3. Закон сопротивления для стальных промышленных труб
Пунктирная линия — граница перехода к квадратичному закону сопротивления

В большинстве случаев для труб, применяющихся в аппаратостроении, в области квадратичного закона сопротивления

$$\zeta_{тр} = 0{,}025 \div 0{,}035.$$

Величина $\zeta_{тр}$ в области квадратичного закона сопротивления практически не зависит от теплообмена. Физические характеристики следует относить к средней температуре потока T_0.

Гидравлическое сопротивление изогнутых труб больше сопротивления прямых. Имеющиеся по этому поводу экспериментальные данные не очень хорошо согласуются между собой.

Таблица 17-2

Средние значения эквивалентной шероховатости Δ [Л. 17-7, 17-14]

Наименование трубопровода или канала	Δ, *мм*
Стальные трубопроводы	
Трубопроводы из новых труб, в том числе станционные паропроводы перегретого пара	0,06
Теплофикационные паропроводы перегретого пара и водяные теплопроводы при деаэрации и химической очистке подпиточной воды	0,1
Паропроводы насыщенного пара и водяные теплопроводы при незначительных утечках воды (до 0,5%) и деаэрации подпитки	0,2
Паропроводы, работающие периодически (с простоями), и конденсатопроводы с открытой системой возврата конденсата	0,5
Воздухопроводы сжатого воздуха от поршневых компрессоров и турбокомпрессоров	0,8
Конденсатопроводы, работающие периодически водяные теплопроводы при отсутствии деаэрации и химической очистки воды и при больших утечках из сети (до 1,5—3%)	1,0
Не стальные металлические трубы	
Чистые цельнотянутые трубы из латуни, меди и свинца	0,0015—0,01
Новые чугунные трубы с залитыми и хорошо заглаженными стыками	0,3
Менее аккуратно уложенные новые или очищенные чугунные трубы	0,45
Не металлические трубы и каналы	
Чистые трубы из стекла	0,0015—0,01
Резиновый шланг	0,01—0,03
Прорезиненный льняной или пеньковый шланг	0,5—0,8
Каналы из березовой фанеры (продольной)	0,025—0,05
То же из сосновой	0,10
Керамиковые трубы	0,45—6,0
Кирпичная кладка на цементном растворе	0,8-6,0
Бетонированные каналы	0,8—9,0

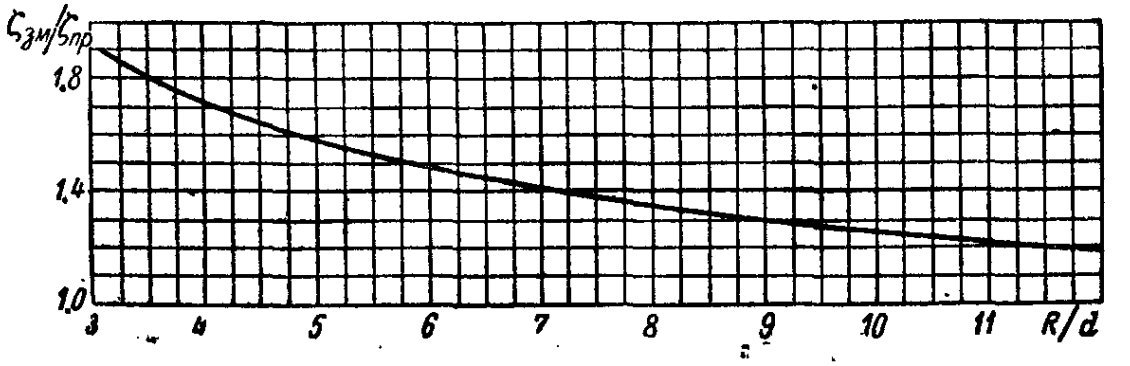
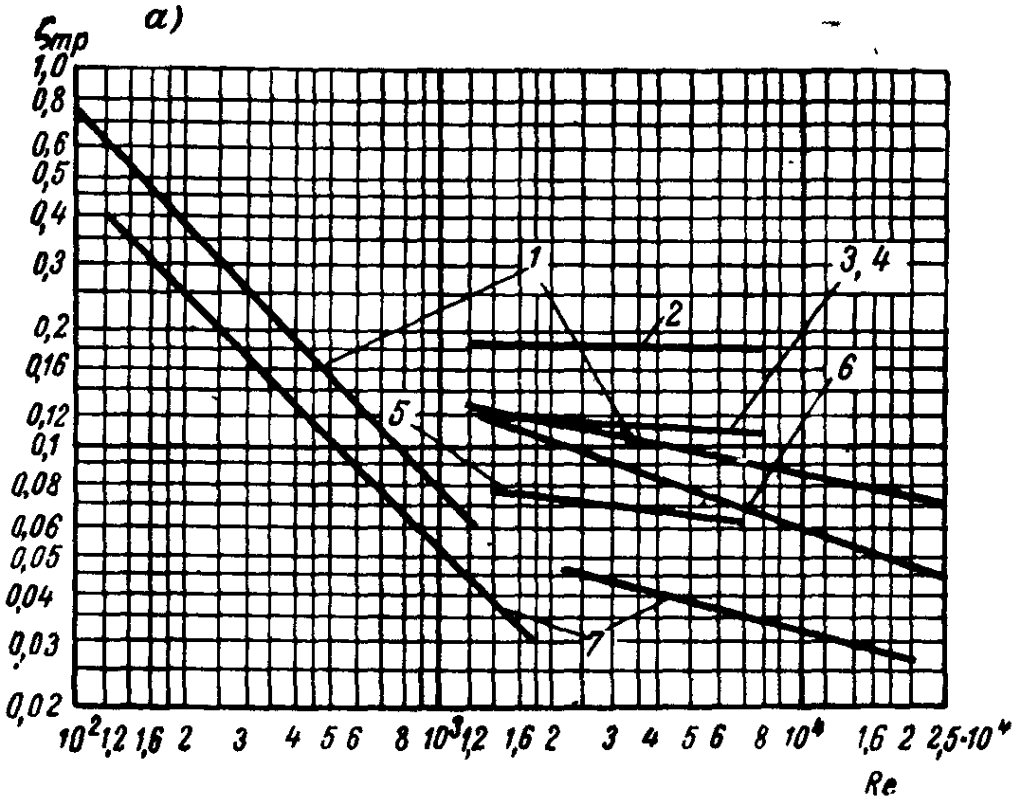


Рис. 17-4. Поправка на кривизну к коэффициенту сопротивления изогнутых труб
$\zeta_{зм}$ — коэффициент сопротивления змеевика, $\zeta_{пр}$ — коэффициент сопротивления прямой трубы той же длины



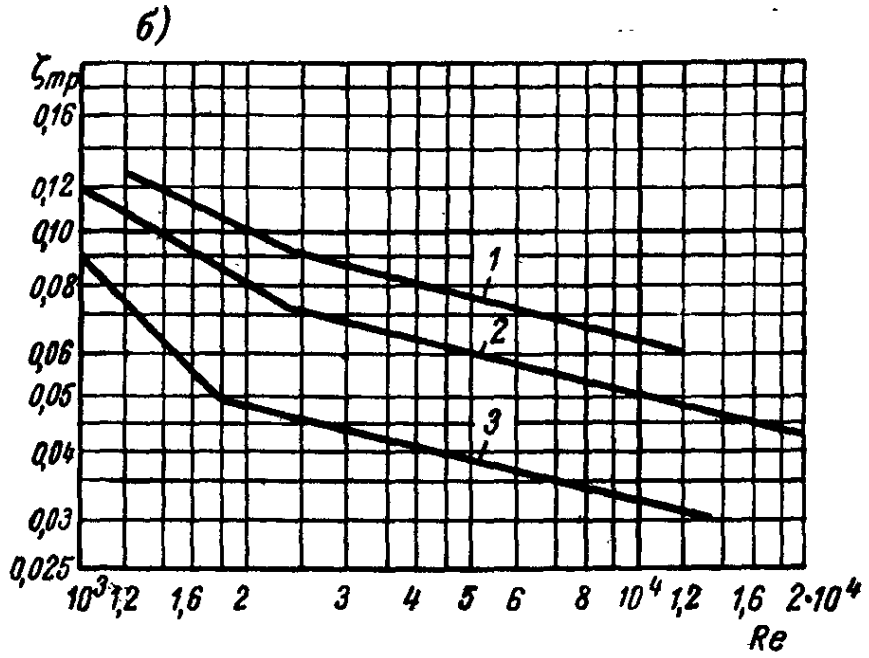


Рис. 17-5. Коэффициенты сопротивления для каналов с поперечными и косыми волнами: *а* — каналы треугольного сечения с поперечной волной; *б* — набивка воздухоподогревателей Юнгстрем. Обозначения и характеристики каналов—см. рис. 7-6 и 7-7

Поправка на кривизну змеевика вводится по формуле:

$$\zeta_{зм} = \zeta_{пр}\varphi\left(\frac{R}{D}\right),$$

где $\zeta_{пр}$ — коэффициент сопротивления прямой трубы;

$\varphi\left(\frac{R}{D}\right) = \frac{\zeta_{зм}}{\zeta_{пр}}$ — функция отношения радиуса змеевика R к диаметру трубы D (по рис. 17-4); кривая на рисунке проведена по усредненным опытным данным.

Гидравлическое сопротивление каналов с поперечными и косыми волнами рассчитывается также по формуле (17-3) или (17-4). Коэффициенты сопротивления для каналов различной формы, по которым получены опытные данные [Л. 17-8, 17-9] (см. рис. 7-6), приведены на рис. 17-5.

В формулы подставляется эквивалентный диаметр, определяемый по общей формуле (7-24).

Сопротивление волнообразных каналов (см. рис. 7-8) рассчитывается [Л. 17-1] по формуле:

$$\Delta p = \left[0{,}32\sqrt{\frac{s_1}{s}} + 0{,}08\frac{s_1}{s} + 1{,}6\frac{s_1}{s}\,\mathrm{Re}^{-0{,}4}(n-2)\right]\frac{\overline{w}^2\gamma}{2g}\ [мм\ \text{вод. ст.}], \tag{17-14}$$

n — число волнообразных выступов по ходу среды.

В величину Re подставляется размер d.

При неизотермическом течении в скобку добавляется член $2\frac{t_2 - t_1}{T}$ [см. (17-4а)].

17-3. Сопротивление при обтекании пакетов труб

Как правило, в теплообменной аппаратуре применяют коридорные и шахматные пучки, расположенные под различным углом к омывающему их потоку (рис. 17-6).

При омывании поперечным потоком расчет сопротивления ведется по следующим формулам (Л. 17-2, 17-15).

Шахматные пучки:

$$\Delta p = C_1 C_2 (z+1)\,\mathrm{Re}^{-0{,}27}\rho w^2. \tag{17-15}$$

Здесь C_1 — коэффициент, зависящий от шага по ширине пучка s_1 (рис. 17-7);

C_2 — коэффициент, зависящий от расстояния между центрами труб пучка s (рис. 17-7);

z — число рядов труб по ходу газов;

$\overline{w}$ — скорость в сжатом сечении.

[1] В ряде случаев, особенно при стесненных шахматных пучках с $\frac{s_1 - D}{s - D} \geqslant 2$, приводимая методика может вызывать заметную погрешность. Более точно сопротивление пучков труб определяется по [Л. 17-23, 17-22].

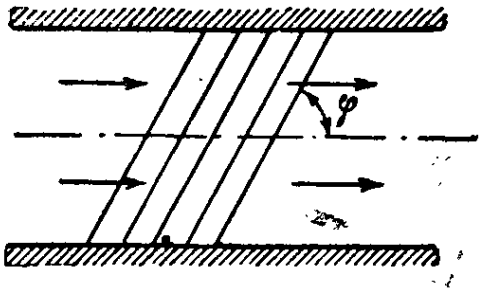


Рис. 17-6. Схема обтекания труб в поперечном потоке

Коридорные пучки[1]

$$\Delta p = \left[0{,}136 \lg \frac{\sigma_2}{\sigma_1 - 1} + 0{,}057\right] C z \rho \bar{w}^2. \quad (17\text{-}16)$$

Здесь

$$C = \left[\frac{75\,000}{\mathrm{Re}} \lg \frac{\sigma_2}{\sigma_1 - 1}\right]^{0{,}25 \lg \frac{\sigma_2}{\sigma_1 - 1} + 0{,}1};$$

$\bar{w}$—скорость газа в узком сечении пучка;

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{D}; \quad \sigma_2 = \frac{s_2}{D},$$

где s_1 и s_2 — шаги труб по ширине и по глубине пучка.

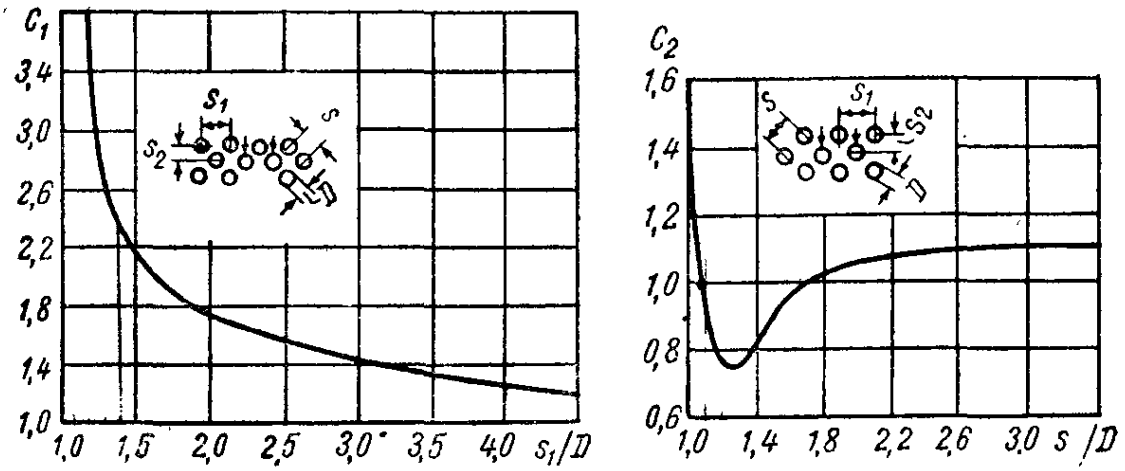


Рис. 17-7. Зависимость коэффициентов C_1 и C_2 в формуле (17-15) от отношений шагов труб к их наружному диаметру

При косом обтекании пучков, когда угол атаки, т. е. угол между направлением потока и осями труб пучка, φ меньше 90°, вводится поправочный коэффициент по формуле (17-17) и табл. 17-3:

$$\Delta p_\varphi = \Delta p_{\varphi=90^\circ} \psi(\varphi). \quad (17\text{-}17)$$

Таблица 17-3

Поправочный коэффициент на угол атаки при расчете падения давления в пакетах труб [Л. 17-12]

φ	90°	80°	70°	60°	50°	40°	30°	20°	10°
$\psi(\varphi)$	1	1	0,95	0,83	0,69	0,53	0,38	0,24	0,15

[1] В формуле устранены ошибки прежних публикаций.

Расчетная скорость определяется по проекции сечения пучка между трубами на плоскость, перпендикулярную направлению потока газов.

Сопротивление пучков стержней и труб с сечениями, отличными от круглого, подсчитывается по формуле:

$$\Delta p = \rho \bar{w}^2 z C_1 \mathrm{Re}^n . \qquad (17\text{-}18)$$

Для пакетов призматических стержней [Л. 17-3] значения постоянных определяются из табл. 17-4. В формулу подставляется скорость набегающего потока; в качестве определяющего размера в число Re вводится $D_{усл} = \frac{\text{периметр}}{\pi}$.

Таблица 17-4

Значения C_1 и n в формуле (17-18) для пакетов призматических стержней при $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^3 \div 20 \cdot 10^3$

Сечение стержней	Расположенне стержней (см. рнс. 8-10)	$\frac{s_1}{D_{усл}}$	$\frac{s_2}{D_{усл}}$	Число рядов z	C_1 (одного ряда)	n
Треугольннк 1 : 1 : 1,4	Шахматное	2,60	2,76	6	1,04	0,05
	»	2,60	4,42	6	0,90	0,05
	»	2,60	6,63	8	0,84	0,05
	»	2,60	11,6	5	0,84	0,05
	»	3,70	6,63	6	0,49	0,04
	Коридорное	2,60	6,63	6	0,79	0,05
	Каскадное	6,50	8,28	5	1,07	0,05
Прямоугольник 2 : 1	Шахматное	2,10	6,28	6	1,09	0,07
	Ступенчатое	3,14	6,28	6	0,37	0,07

Сопротивление пучков труб форм, приближающихся к обтекаемым, и с развитой поверхностью, также рассчитывается [Л. 17-2] по формуле (17-18). Для определения числа Re вязкость принимается при температуре стенки; определяющий размер для профильных труб равен диаметру круглой трубы с такой же наружной поверхностью, как поверхность рассматриваемой трубы, а для ребристых труб (последние два типа) равен диаметру несущей трубы. Значения постоянных C_1 и n сведены в табл. 17-5.

Таблица 17-5

Значения C_1 и n в формуле (17-18) для труб различных форм при $\mathrm{Re} = 1 \cdot 10^4 \div (4 \div 6) 10^4$

Тип труб (профили см. табл. 8-7)	Расположение труб	$\frac{s_1}{D}$	$\frac{s_2}{D}$	C_1	n
Овалообразные	Шахматное	2,48	3,71	$0{,}0983 + \frac{0{,}072}{z}$	0
	Коридорное	2,48	3,71	$0{,}0293 + \frac{0{,}153}{z}$	0

Продолжение таблицы 17-5

Тип труб (профили см. табл, 8-7)	Расположение труб	$\frac{s_1}{D}$	$\frac{s_2}{D}$	C_1	n
Каплеобразные	Шахматное	2,15	2,91	$0{,}0575 - \frac{0{,}008}{z}$	0
Двууголь ники	Шахматное	2,0 1,7 1,4	3,3 3,5 3,7	2,64 4,63 2,2	—0,304 —0,32 —0,256
„Элеско"	Шахматное	1,72	1,62	0,229	0
Трубы с проволочным оребрением	Шахматное	3,0	3,0	1,85	0

17-4. Местные сопротивления

Падение давления в местном сопротивленнн выражается в долях скоростного напора по формуле:

$$\Delta p = \zeta \frac{w^2 \gamma}{2g}. \qquad (17\text{-}19)$$

Здесь ζ — коэффициент местного сопротивления;
w — скорость в расчетном сечении участка, создающего местное сопротивление.

Местные сопротивления связаны с резкими изменениями сечения нли формы канала. В таких местах в потоке возникают отрывы пограничного слоя, вихри и тому подобные неупорядоченные течения, вызывающие интенсивное рассеяние энергии на сравнительно коротких участках тракта, порядка $(6 \div 10)D$. Так как механизм потери энергии в данном случае связан, в основном, не с вязким трением, а с действием инерционных сил, то коэффициент местного сопротивления определяется геометрией данного места тракта и зависит от вязкости только в области малых чисел Re.

Ниже приводятся данные о местных сопротивлениях, встречающихся в теплообменных аппаратах, составленные по [Л. 17-6, 17-7, 17-15].

Резкие изменения сечения, вход потока в трубы и каналы и выход из них. При резком изменении сечения канала расчет коэффициента сопротивления ведется по графику рис. 17-8.

Зависимость коэффициента сопротивления прямого входа от относительного расстояния входного отверстия до стенки, в которую заделана труба, дана на рис. 17-9.

Для случая заделки входа в канал заподлицо со стенкой $\zeta = 0{,}5$.

Коэффициенты сопротивления заделанных и незаделанных в стенку коллекторов, очерченных по дуге окружности, определяются по графнку рис. 17-10.

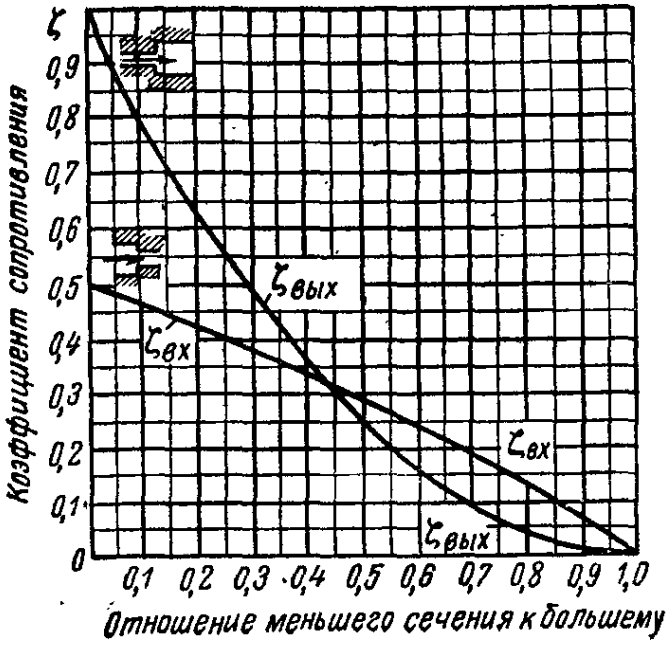


Рис. 17-8. Коэффициенты сопротивления при внезапном изменении сечения (относятся к скорости в меньшем сечении)
$\zeta_{вых}$ — коэффициент сопротивления выхода (увеличение сечения); $\zeta_{вх}$ — коэффициент сопротивления входа (уменьшение сечения)

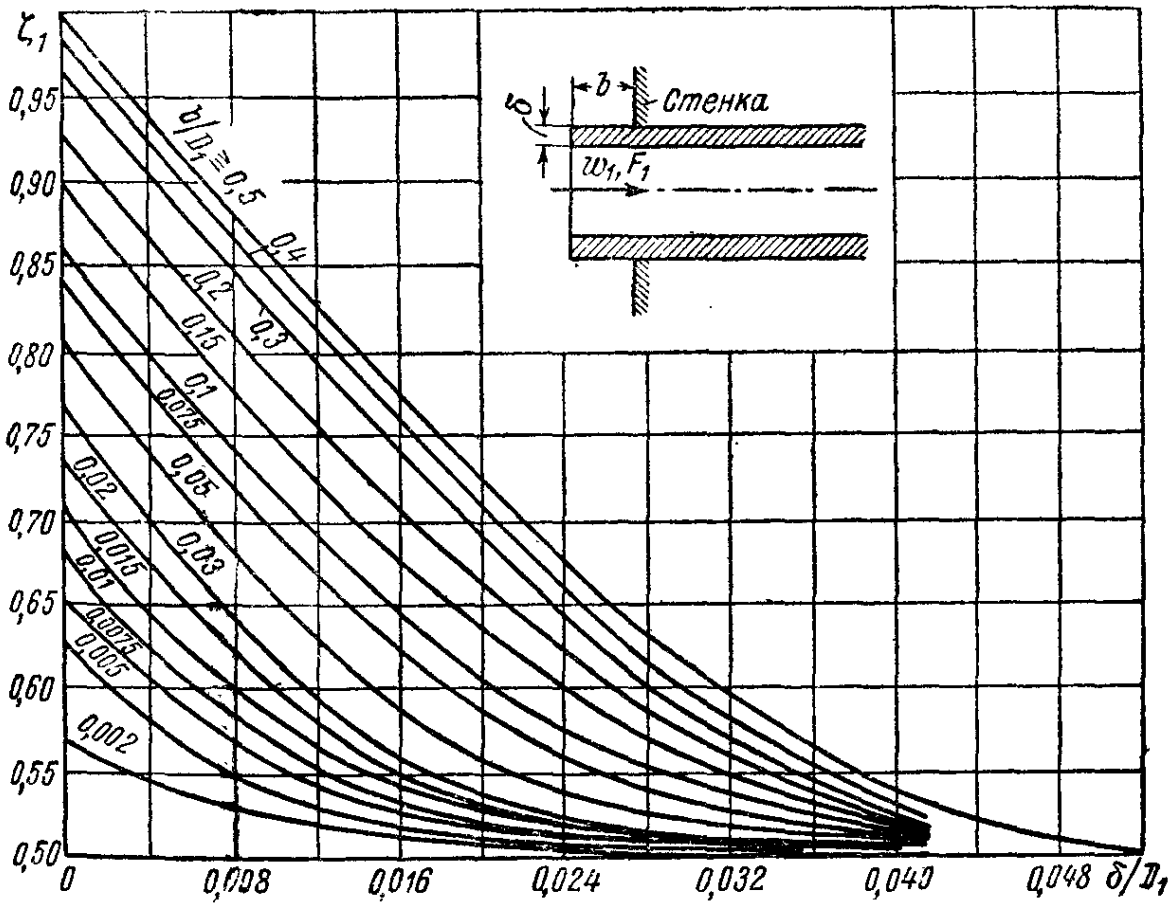


Рис. 17-9. Коэффициент сопротивления прямого входа в трубу, входное отверстие которой удалено от места ее заделки

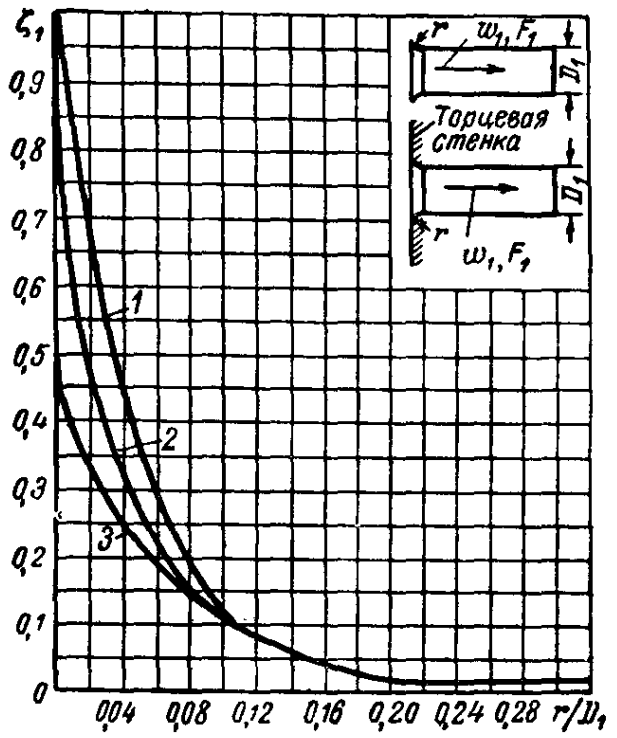
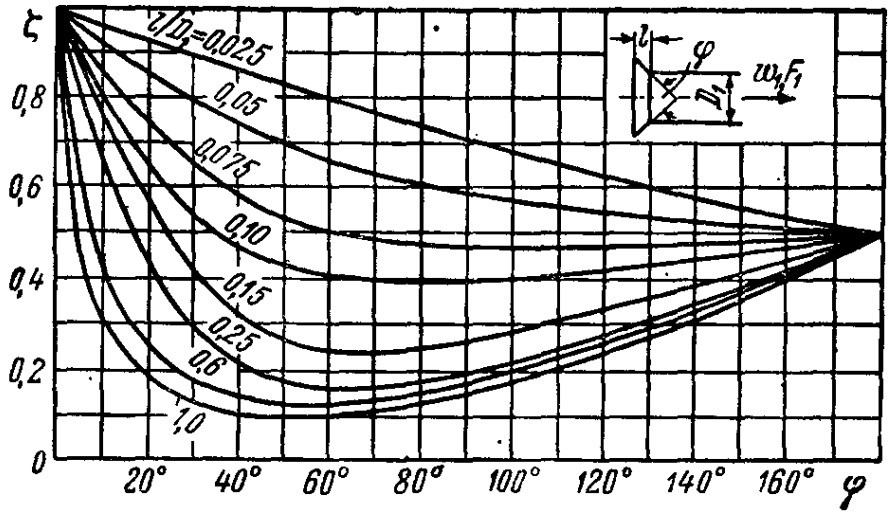


Рис. 17-10. Коэффициенты сопротивления заделаиных и не заделанных в стенку коллекторов, профилированных по дуге скружности:
1 — без торцевой стенки, неточеный;
2 — без торцевой стенки, точеный;
3 — с торцевой стенкой, неточеный.



Рнс. 17-11. Коэффициенты сопротивления коиических коллекторов без торцевой стенки

Для коллекторов с прямыми образующими (коннческие коллекторы) коэффициенты сопротивления вычисляются по графикам рнс. 17-11 и 17-12. Для промышленных установок целесообразно использовать коннческие коллекторы с относительной длиной $\frac{l}{D_1}$ ие более 0,2 — 0,3 и с углом сужения $\varphi = 40 \div 80°$.

В том случае, когда вход в трубу (канал) сечения F_1 происходит не из неограниченного объема, а из каиала большего, но соизмери-

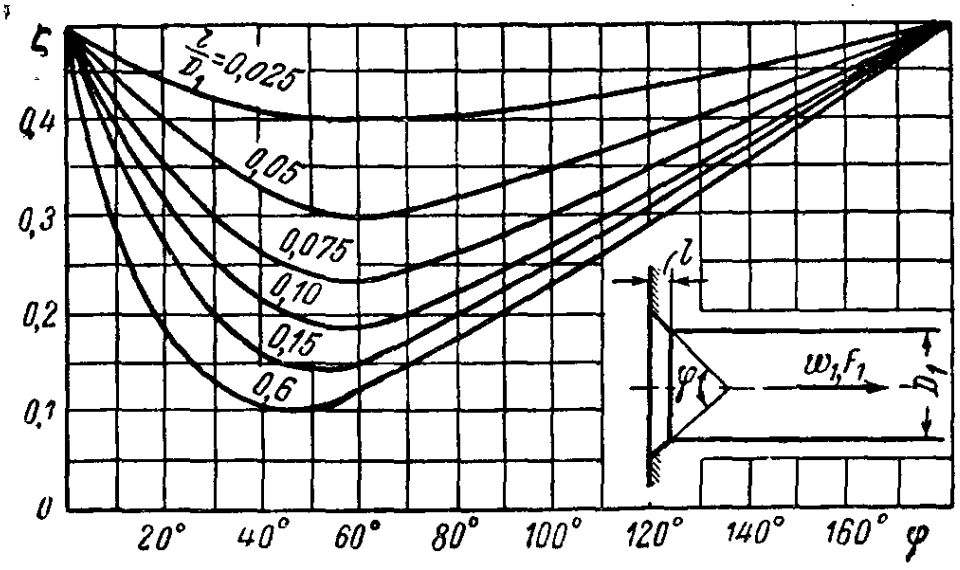


Рис. 17-12. Коэффициенты сопротивления конических коллекторов с торцевой стенкой

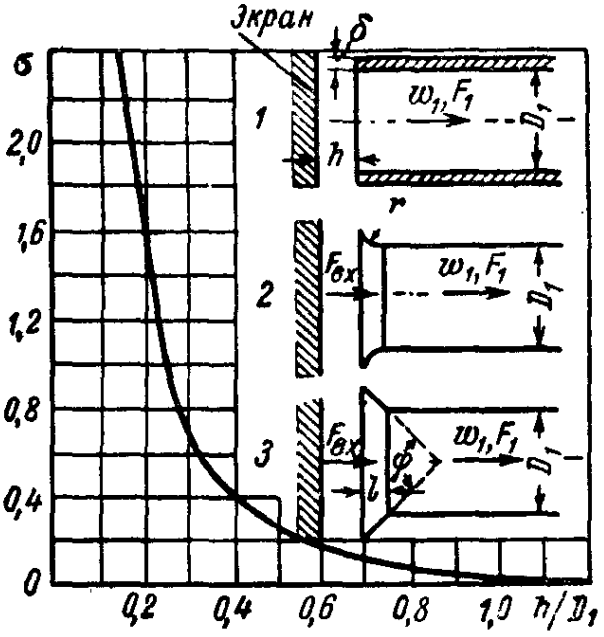


Рис. 17-13. Зависимость коэффициента σ от относительного расстояния h/D_1 для различных форм входа с экраном

мого, сечения F_0, коэффициент сопротивления входа, отнесенный, как обычно, к меньшему сечению F_1, определяется по формуле:

$$\zeta = \zeta_1 \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right), \qquad (17\text{-}20)$$

где ζ_1 принимается в зависимости от формы входа по соответствующему графику из рис. от 17-9 до 17-12.

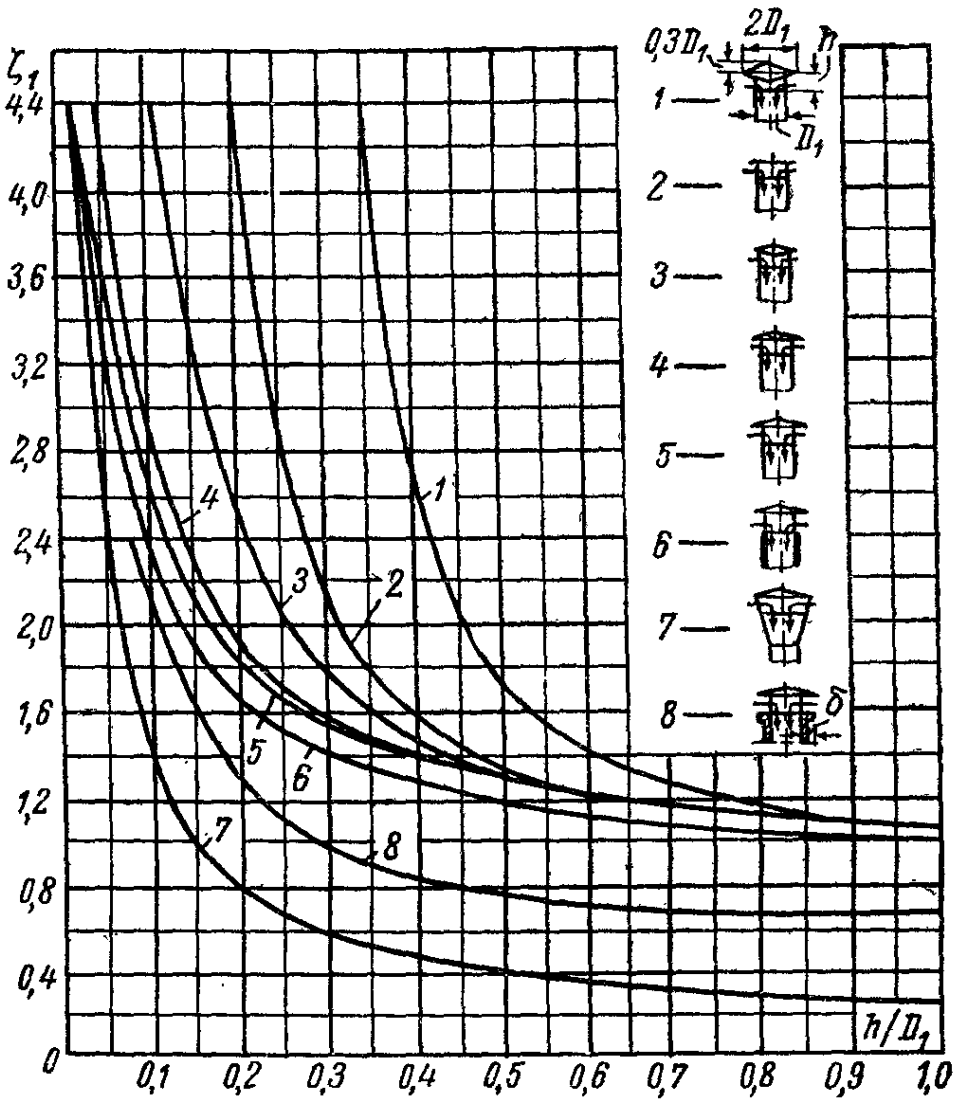


Рис. 17-14. Зависимость коэффициентов сопротивления приточных шахт от относительного расстояния между колпаком и шахтой

Примечание. Все номера, кроме *6* и *8*, при $\frac{\delta}{D_1} \approx 0$; номер *6* $\frac{\delta}{D_1} = 0{,}01$, номер *8* $\frac{\delta}{D_1} = 0{,}025$.

Вход в трубу (канал) при наличии перед ней экрана.

Общее сопротивление любой формы входа с экраном представляется в виде суммы:

$$\zeta_{экр} = \zeta_1 + \Delta\zeta, \qquad (17\text{-}21)$$

где ζ_1 — коэффициент сопротивления входа данной формы без экрана;

$\Delta\zeta = \frac{\sigma}{n^2}$ — коэффициент той части сопротивления, которая вызывается присутствием экрана;

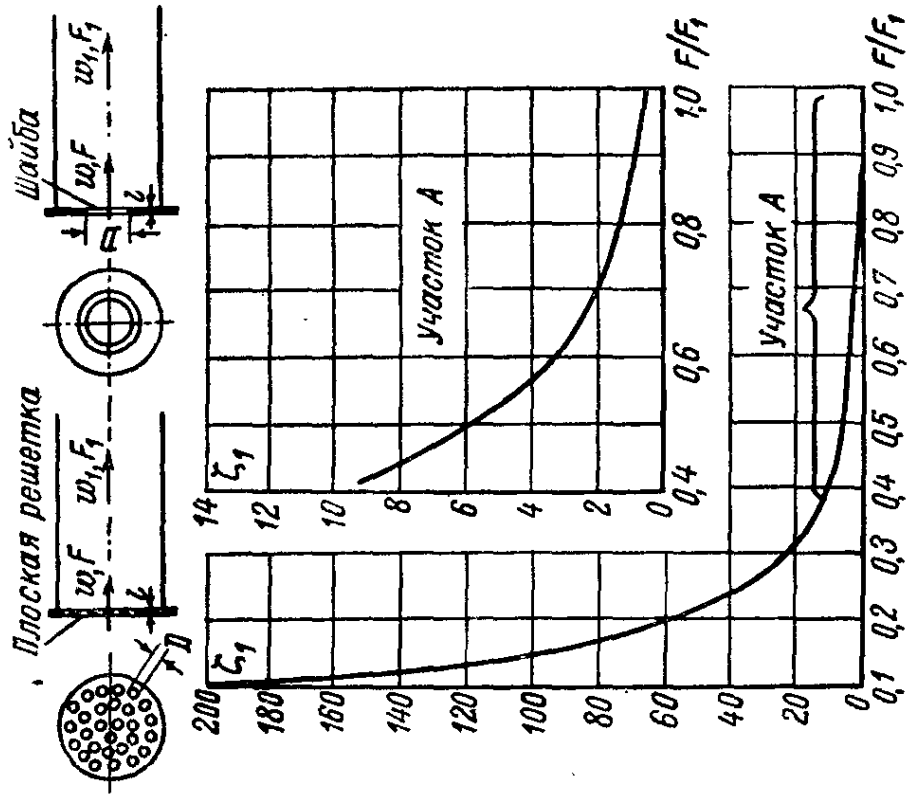


Рис. 17-16. Зависимость коэффициента сопротивления входа в прямую трубу через плоскую решетку или шайбу от их относительного живого сечения

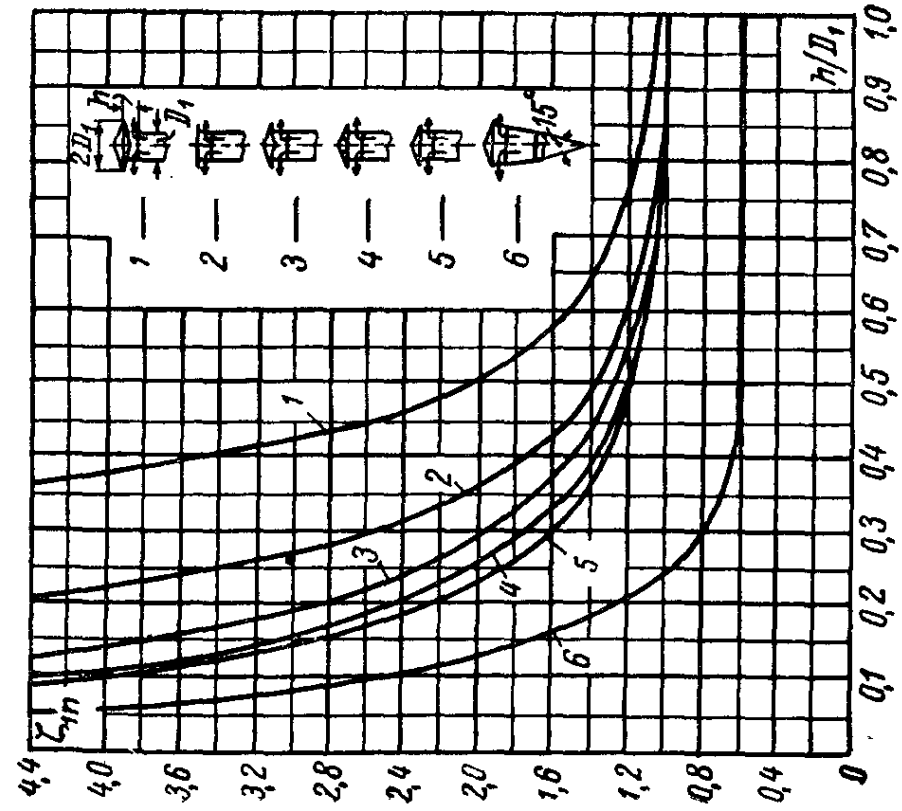


Рис. 17-15. Зависимость коэффициентов сопротивления круглых вытяжных шахт от относительного расстояния между колпаком и шахтой

σ — коэффициент, учнтывающий влияние экрана и зависящий от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$, где h — расстояние до экрана;

$n = \frac{F_{вх}}{F_1}$ — отношение площади входного отверстия к площади трубы после входа; в случае прямого входа $F_{вх} = F_1$; $n = 1$; $\Delta\zeta = \sigma$.

Значения ζ_1 берутся по графикам рис. от 17-9 до 17-12. Значение σ приведено на рис. 17-13 в зависимости от $\frac{h}{D_1}$.

Коэффициенты сопротивления входа в канал из-под колпака (приточные шахты) — рис. 17-14; выхода из канала под колпак (вытяжные шахты) — рис. 17-15.

Прямой вход в канал при наличии на входе плоской решетки или дроссельной шайбы с острыми краями $\left(\frac{l}{D} \approx 0\right)$. Коэффициент сопротивления определяется по формуле:

$$\zeta = \left(1{,}7 - \frac{F}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F}\right)^2. \qquad (17\text{-}22)$$

Зависимость ζ от относительного живого сечения приведена на рис. 17-16.

Здесь F — живое сечение решетки (шайбы), F_1 — сечение трубы.

В случае прямого входа через проволочную сетку проявляется влияние числа Re и расчет ведется по формуле:

$$\zeta = \varepsilon_1 \zeta_1 \text{ при } \mathrm{Re} < 400;$$

$$\zeta = \zeta_1 \text{ при } \mathrm{Re} > 400.$$

Здесь ζ_1 определяется по графику на рис. 17-17;

ε_1 — поправка на влияние числа Re, определяемая по графику на рис. 17-18, где $\mathrm{Re} = \frac{w\delta}{\nu}$;

δ — средняя толщина сетки.

Плавный вход с сеткой

$$\zeta = \zeta_1 + \frac{\zeta_c}{n^2}, \qquad (17\text{-}23)$$

где ζ_1 — коэффициент сопротивления входа без сетки (см. выше);

ζ_c — коэффициент сопротивления сетки, установленной в прямом канале (см. рис. 17-21);

$n = \frac{F_{вх}}{F_1}$ — отношение площади сечения, в котором установлена сетка, к узкому сечению трубы (в котором скорость равна w_1).

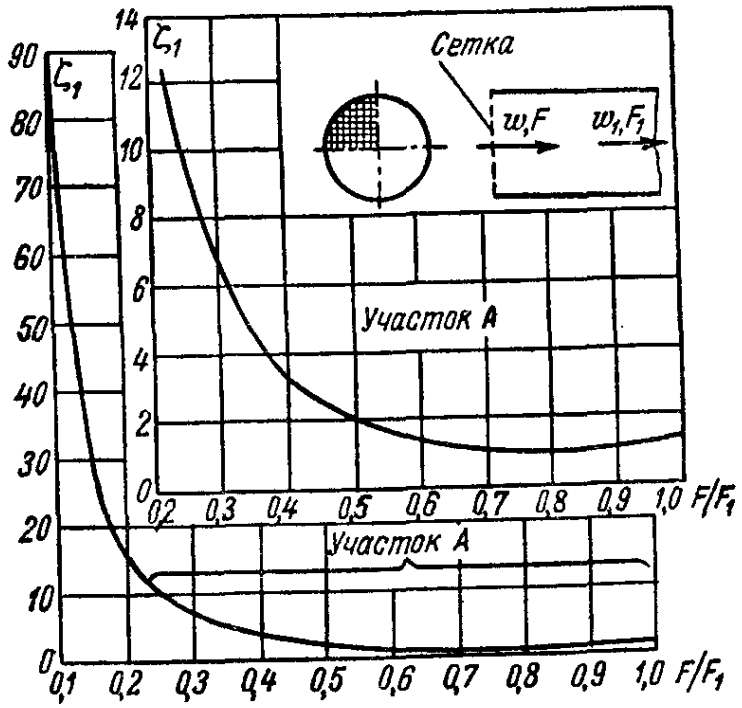
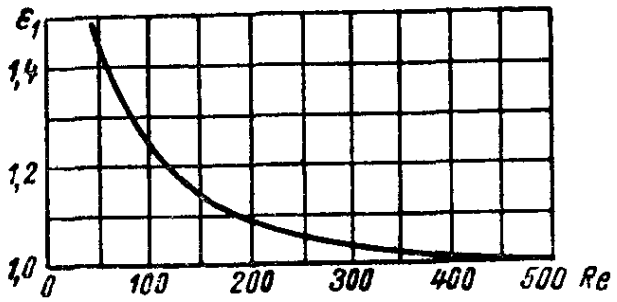


Рис. 17-17. Завнсимость коэффицнента сопротивления входа в прямую трубу через проволочную сетку от относнтельного живого сечення



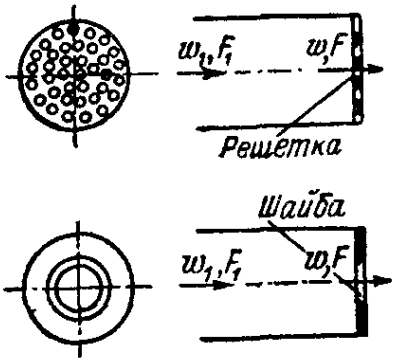


Рис. 17-18. Зависимость поправочного коэффициента $\bar{\varepsilon}_1$ от числа $\mathrm{Re} = \frac{w\delta}{\nu}$

Внезапное увеличение сечения (потеря на удар). Коэффициент сопротивления удара при различных законах распределения скоростей и различной степени расширения канала определяется по табл. 17-6.

При истечении из отверстия в неограниченное пространство — выход через шайбу или решетку на конце трубы—коэффициент со-

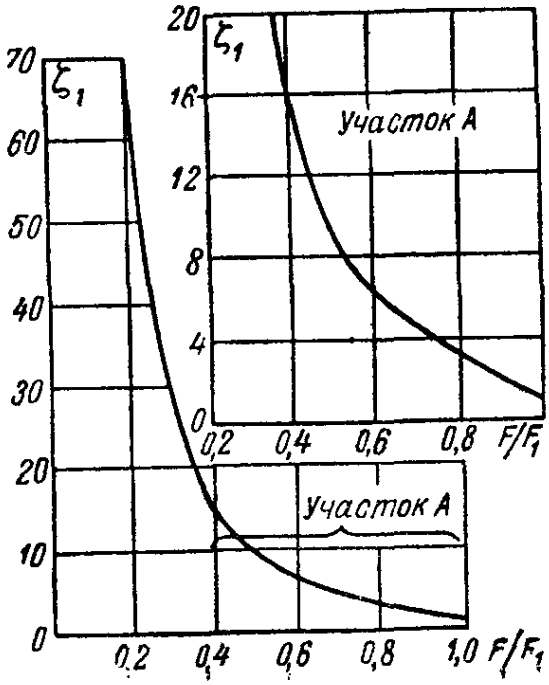


Рис. 17-19. Зависимость коэффициента сопротивления при истечении из отверстия в неограниченное пространство от отношения площадей F/F_1

Таблица 17-6

Значения коэффициента сопротивления удара при различных законах распределения скоростей и различной степени расширения потока $n = \frac{F_2}{F_1}$

Профиль скорости	Условия движения		
	Деформация потока в прямой трубе $n = 1$	Внезапное расширение $n = 2$	Выход потока из трубы в атмосферу $n = \infty$
Равномерный профиль скорости	0	0,25	1,0
Параболический профиль скорости: круглая труба	0,34	0,92	2,00
Параболический профиль скорости: плоская труба	0,15	0,60	1,55
Тригонометрическая функция: симметричный профиль (в плоской трубе)	0,13	0,50	1,37
Тригонометрическая функция: несимметричный профиль (в плоском диффузоре с отрывным углом расширения)	0,94	2,05	3,67
Круглая свободная струя (основной участок)	4,00	5,55	7,75

Примечание. Для случая внезапного расширения при равномерном профиле зависимость ζ от $n = \frac{F_2}{F_1}$ берется по графику на рис. 17-8.

противления вычисляется по графику на рис. 17-19. Потеря относится к скорости w_1 — в основном сечении трубы.

Коэффициент сопротивления диффузора в прямом канале рассчитывается по формуле

$$\zeta = k\zeta_{вых},$$

где $\zeta_{вых}$ определяется по графику рис. 17-8 в зависимости от отношений сечений (начального к конечному). При угле раствора $\alpha \geqslant 40°$ коэффициент сопротивления считать, как при внезапном расширении ($k = 1$); при $\alpha < 40°$ поправочный коэффициент k определяется по рис. 17-20. При прямоугольном сечении и двухстороннем раскрытии диффузора размер b принимается по диагонали сечения (максимальный угол раскрытия).

Коэффициент сопротивления установленной в трубе решетки или плоской диафрагмы вычисляется по графику рис. 17-21.

В дроссельных, запорных и регулирующих устройствах (клапаны, краны, задвижки, вентили и т. п.) поток жидкости испытывает внезапные расширения и сужения, резкие изменения направления и т. п.

Для задвижек в трубах круглого и прямоугольного сечения определение коэффициента сопротивления в зависимости от положения шибера производится по графику на рис. 17-22.

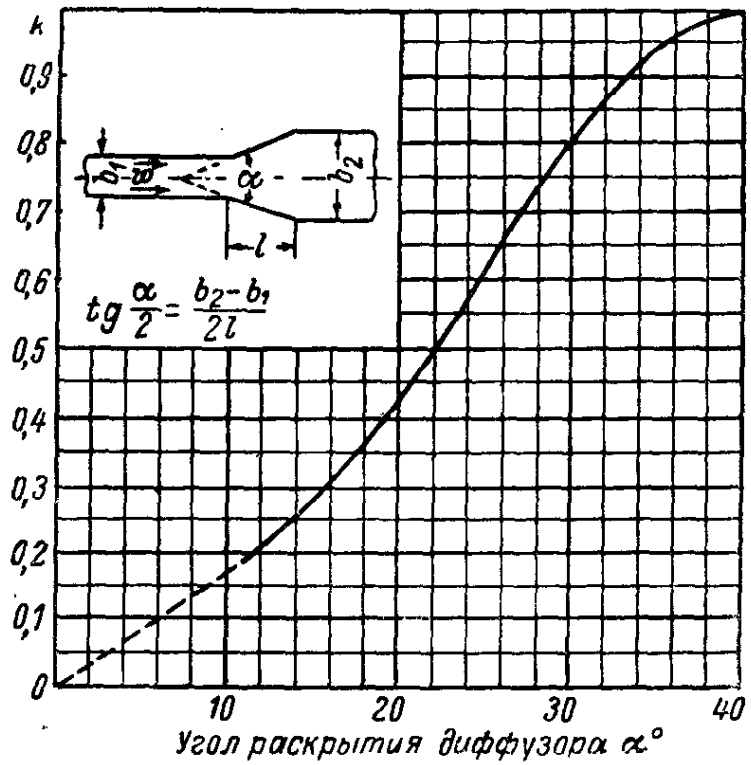


Рис. 17-20. Поправочный коэффициент при расчете сопротивления диффузора в прямом канале

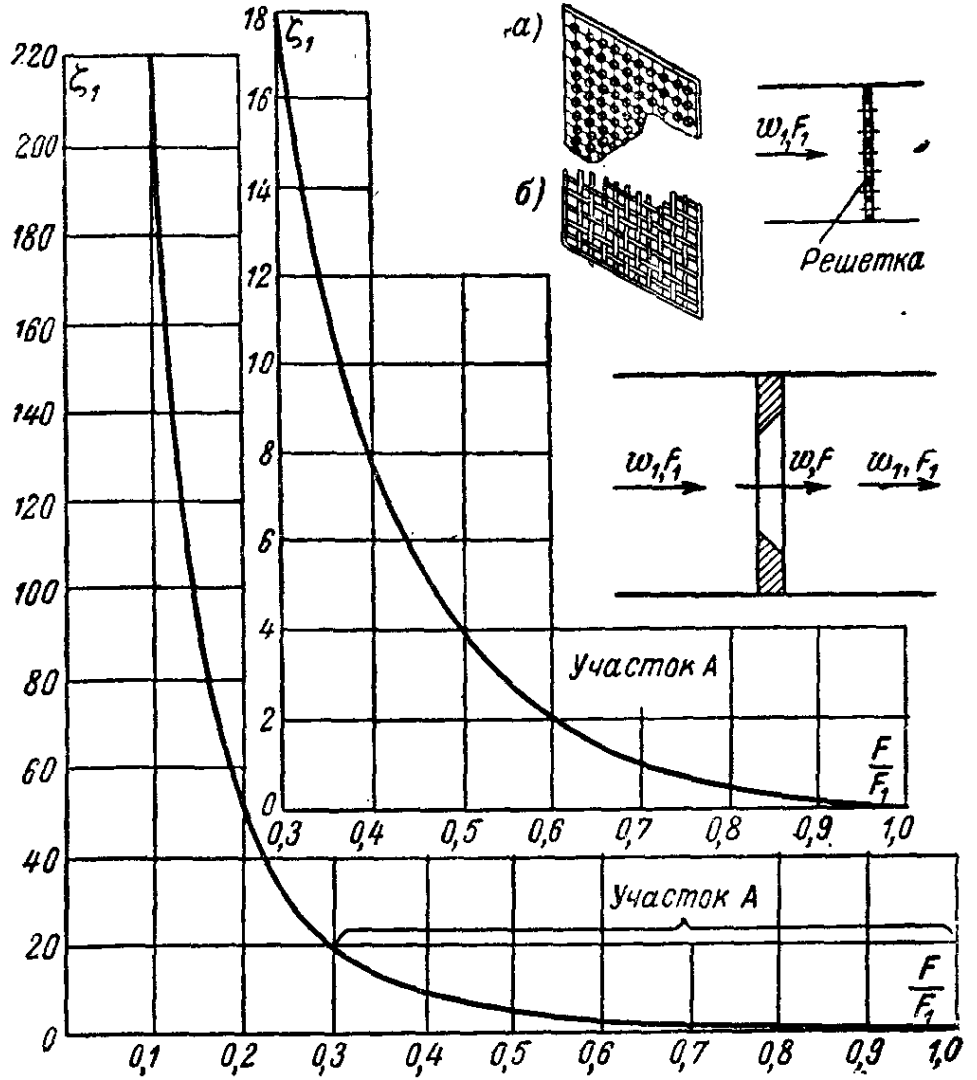


Рис. 17-21. Зависимость коэффициента сопротивления диафрагмы или плоской решетки в трубе от отношения F/F_1: *а* — решетка из перфорированного листа; *б* — решетка из металлических полос

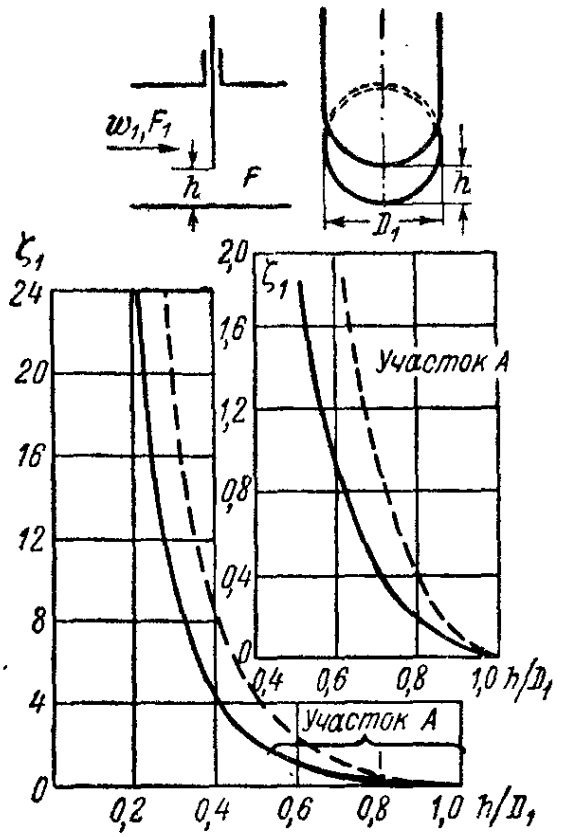


Рис. 17-22. Зависимость коэффициента сопротивления задвижки (шибера) в трубах круглого и прямоугольного сечений от положения шибера h/D_1:
Сплошная линия — круглое сечение; пунктирная — прямоугольное сечение

Для параллельной задвижки зависимость коэффициента сопротивления от степени открытия приведена на рис. 17-23.

Зависимость коэффициента сопротивления дроссельного клапана от угла открытия δ в трубах прямоугольного и круглого сечения приведена на рис. 17-24; для пробочного крана—на рис. 17-25.

Изменения направления движения. Плавным поворотом (отводом) называется поворот с обеими закругленными кромками — наружной и внутренней, $R_н > R_{вн}$ и $R_{вн} > 0$, где $R_н$ и $R_{вн}$—радиусы закругления наружной и внутренией кромок. При отсутствии закругления на обеих кромках ($R_{вн} = R_н = 0$) или при закруглении только внутренней кромки (рис. 17-26) ($R_н = 0$; $R_{вн} > 0$) поворот называется резким. Повороты с закруглением одной наружной кромки ($R_н > 0$; $R_{вн} = 0$) не должны применяться, так как они имеют большее сопротивление, чем повороты без закруглений.

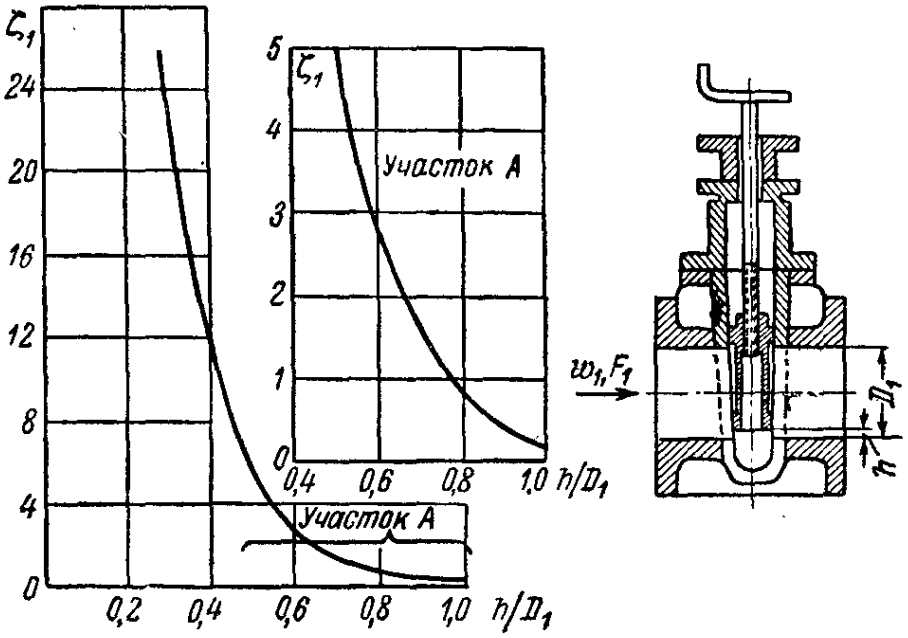


Рис. 17-23. Зависимость коэффициента сопротивления параллельной задвижки в круглой трубе от степени открытия

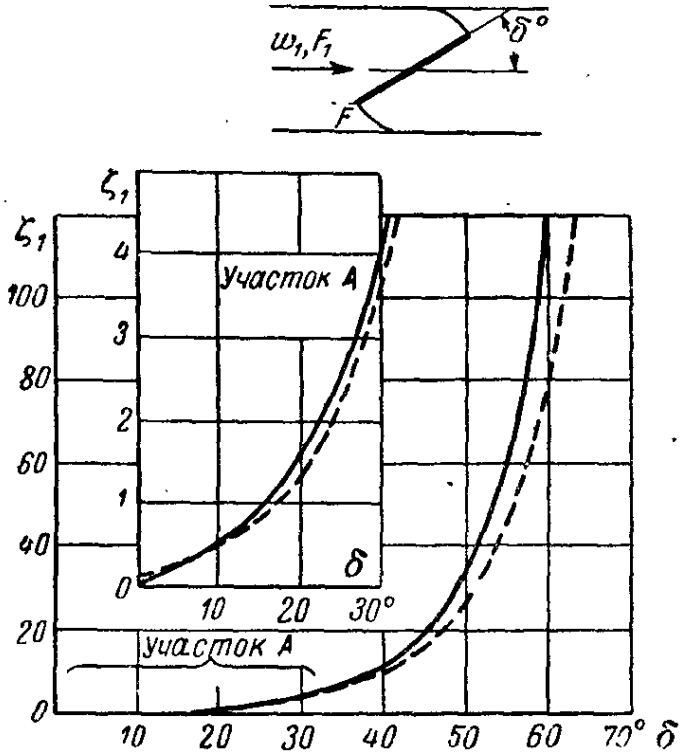


Рис. 17-24. Зависимость коэффициента сопротивления дроссельного клапана (заслонки) в трубах круглого и прямоугольного сечений от угла поворота заслонки отиосительно оси трубы:
Сплошная линия—круглое сечение; пунктирная—прямоугольное сечение

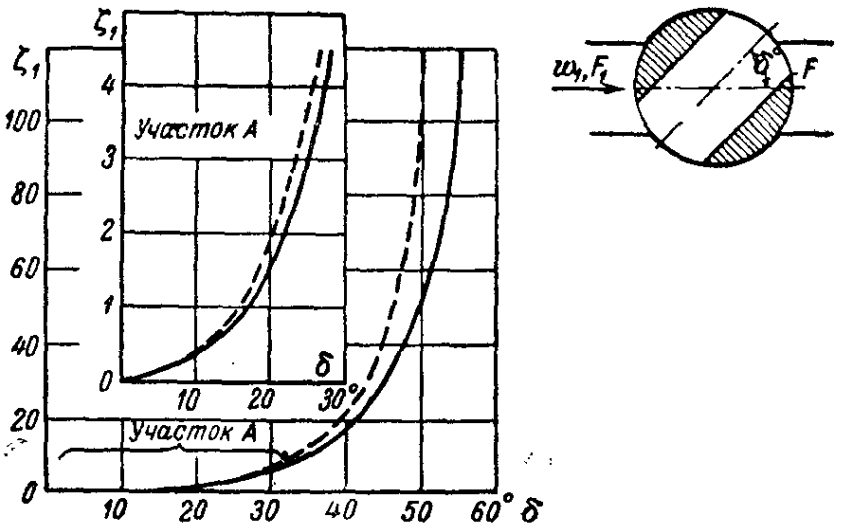


Рис. 17-25. Зависимость коэффициента сопротивления пробочного краиа в трубах круглого и прямоугольного сечения от угла открытия:
Сплошная линия — круглое сечение; пунктирная — прямоугольное сечение

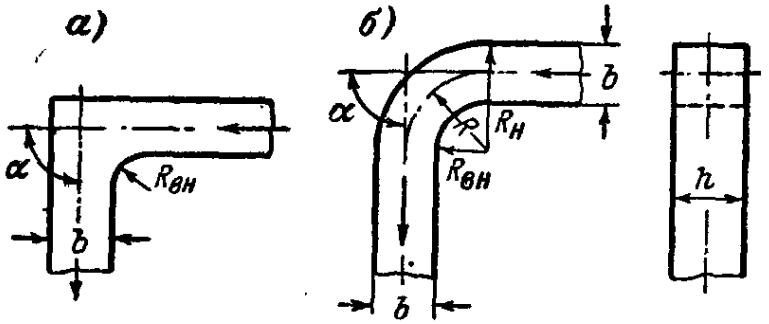


Рис. 17-26. Схемы поворотов: *а* — резкий (колено); *б* — плавный нормальный (отвод)

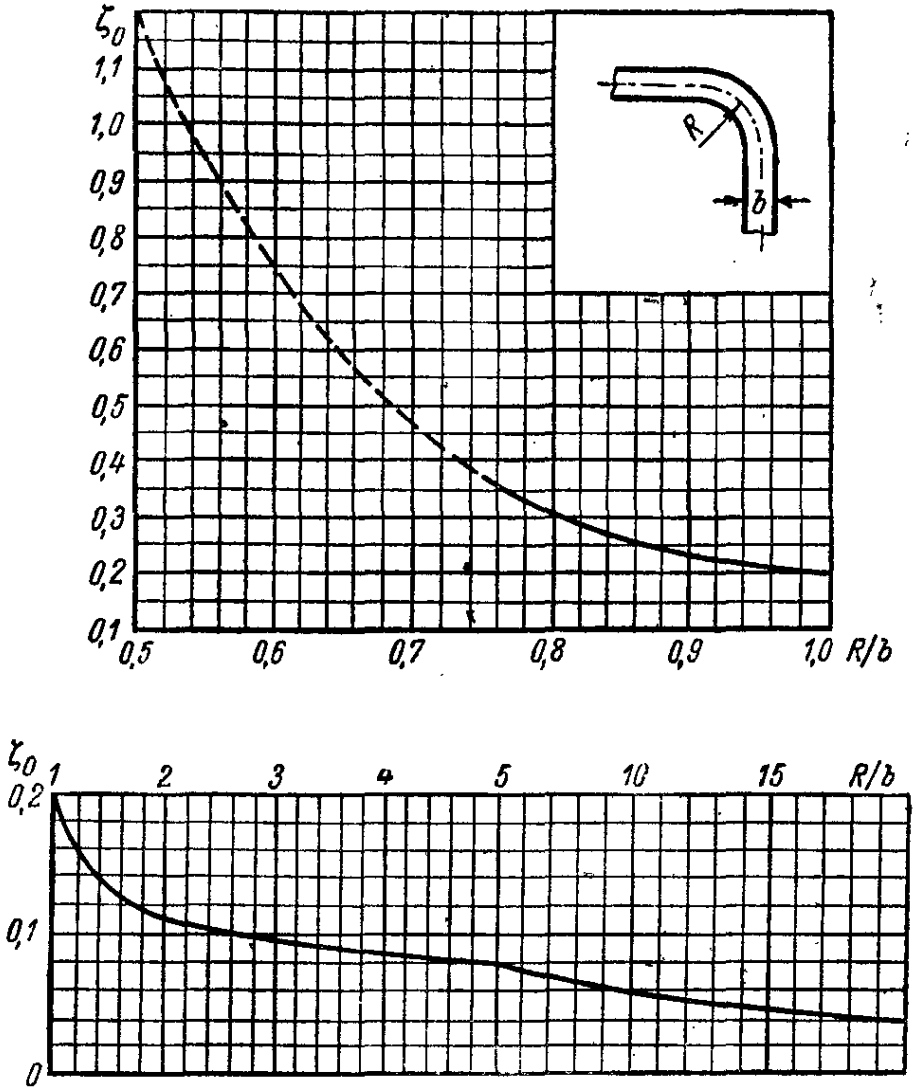


Рис. 17-27. Исходный коэффициент сопротивления плавных поворотов $\zeta_0 = f(R/b)$

Плавные повороты равного сечения на входе и на выходе обычно выполняются „нормальными", т. е. $R_н = R_{вн} + b$, где b — размер канала в плоскости поворота (рис. 17-26); для круглого канала $b = D$. Центр радиусов скруглений общий, кривизна характеризуется радиусом закругления осевой линии канала R, причем $\frac{R}{b} > 0{,}53$.

Коэффициент сопротивления для плавного „нормального" поворота подсчитывается по формуле:

$$\zeta = \zeta_0 BC, \qquad (17\text{-}24)$$

где $\zeta = f\left(\frac{R}{b}\right)$ определяется по графику рис. 17-27; $B = \varphi(\alpha)$ определяется по графику рис. 17-28 в зависимости от угла поворота α (при $\alpha = 90°$ $B = 1$); C определяется по графику рис. 17-29 в зависимости от размеров поперечного сечения h и b, где b — перпендику-

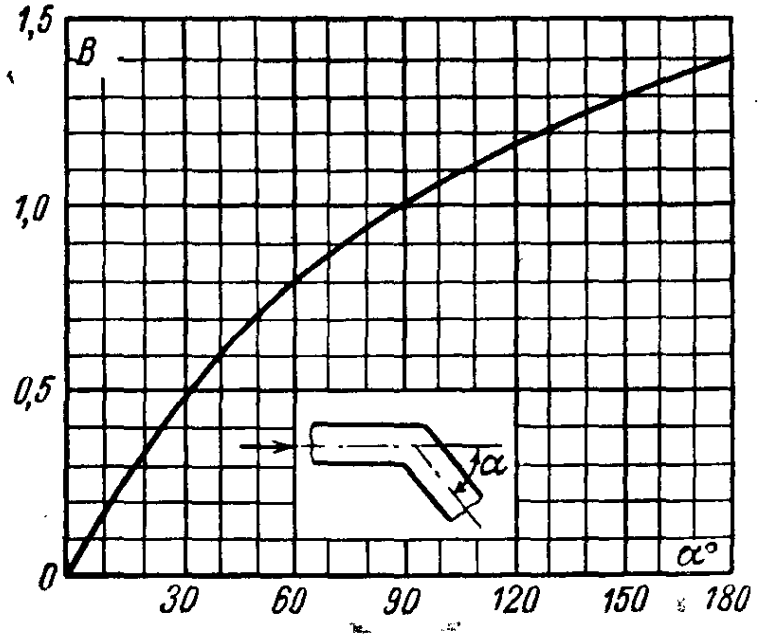


Рис. 17-28. Поправочный коэффициент к коэффициенту сопротивления поворотов, зависящий от угла поворота

лярный к плоскостн поворота размер (при круглом нли квадратном сечении $C = 1{,}0$). Величнна C зависит также от кривизны поворота.

Коэффнциент местного сопротивления резкого поворота ($R_н = R_{вн} = 0$) определяется по формуле:

$$\zeta = 1{,}2B, \tag{17-25}$$

где B принимается по графнку рис. 17-28 в зависимости от угла поворота α.

Коэффициент местного сопротивленнн резкого поворота с закругленной внутренней кромкой ($R_н = 0$; $R_{вн} > 0$) подсчитывается по формуле:

$$\zeta = \zeta_{вн} B, \tag{17-26}$$

где $\zeta_{вн}$ определяется по графнку на рис. 17-30 в зависнмостн от отношения $\frac{R_{вн}}{b}$; B определяется по графнку рис. 17-28 в завнсимостн от угла поворота.

Коэффициент сопротнвления поворота в определенном интервале изменения числа Re зависит от значения последнего. Это связано с тем, что точки отрыва потока от стенок могут передвигаться вверх по потоку. Шероховатость стенок, в первую очередь внутренней стенки, влияет на сопротнвление поворота, несколько увелнчивая его. Однако общая турбулизация потока может оказаться в некоторых случаях полезной, так как она обеспечивает уменьшение коэффициента сопротивления при меньших Re и получение более раннего режима автомодельностн, чем при совершенно гладкнх коленах и отводах.

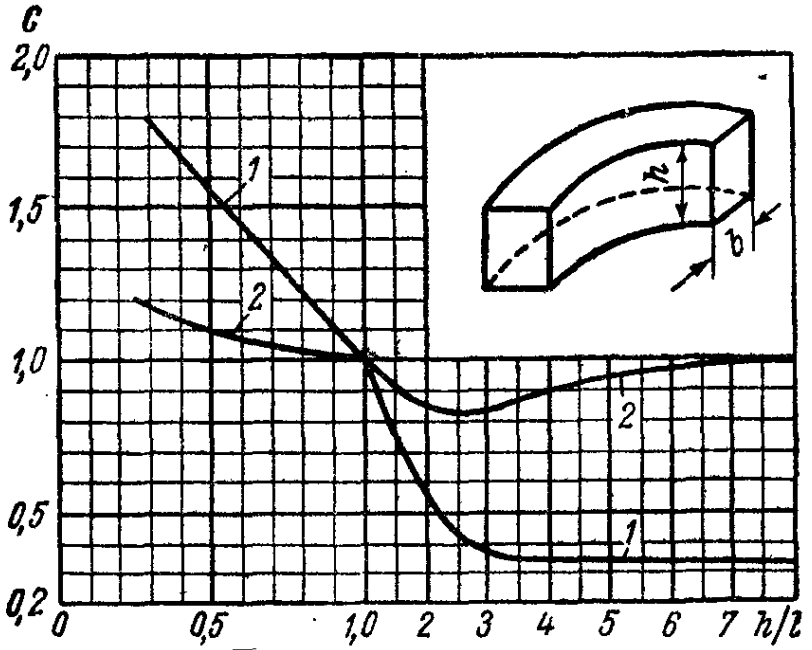


Рис. 17-29. Поправочный коэффициент к коэффициенту сопротивления плавных поворотов, зависящий от формы сечения
1 — при $R/b = 3 \div 4$; *2* — при $R/b \leqslant 1{,}5$

Учет влияния числа Re может производиться по формуле:

$$\zeta_{\mathrm{Re}} = \zeta_1 \frac{\zeta_{mp}^{\mathrm{Re}}}{\zeta_{mp}}$$

для $\mathrm{Re} < 2 \cdot 10^5$.

Учет влияния шероховатости ведется по формуле:

$$\zeta_{ш} = \zeta_1 \frac{\zeta_{mp}^{ш}}{\zeta_{mp}}.$$

Здесь ζ_1 — известная величина коэффициента сопротивления отвода (колена) из гладкой трубы при $\mathrm{Re} > 2 \cdot 10^5$;

$\zeta_{mp}^{ш}, \zeta_{mp}^{\mathrm{Re}}$ — коэффициенты сопротивления трения прямой трубы с такой же шероховатостью и при том же числе Re, что и для рассчитываемого отвода;

ζ_{mp} — коэффициент сопротивления трения гладкой прямой трубы при $\mathrm{Re} > 2 \cdot 10^5$;

$\zeta_{ш}$ — искомая величина коэффициента сопротивления отвода с заданной шероховатостью;

ζ_{Re} — искомая величина коэффициента сопротивления отвода при $\mathrm{Re} < 2 \cdot 10^5$.

Поправку на число Re следует учитывать только для плавных поворотов; ее можно принимать по графику рис. 17-31.

Поправку на шероховатость следует учитывать для острых поворотов с углами менее 80° и для отводов при всех углах поворота.

Повороты с изменением сечения. Для поворотов-конфузоров принимаются те же коэффициенты местного сопротивления,

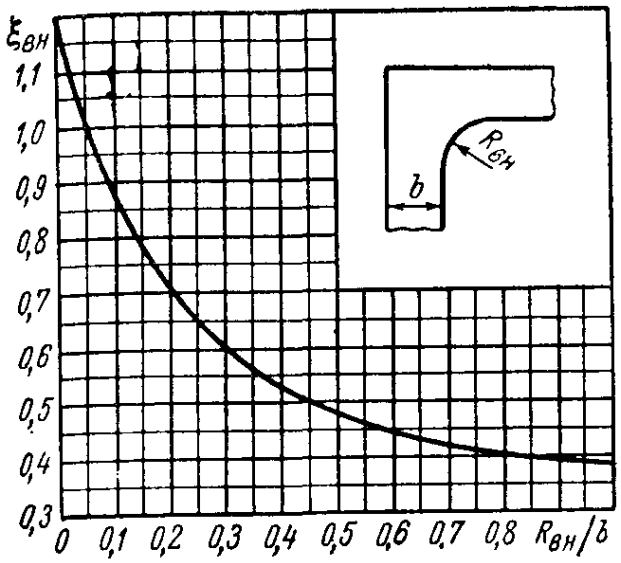


Рис. 17-30. Исходный коэффициент сопротивления резких поворотов с закругленной внутренней кромкой;

при $R_{вн}/b > 1$ $\xi_{вн} = 0{,}39$

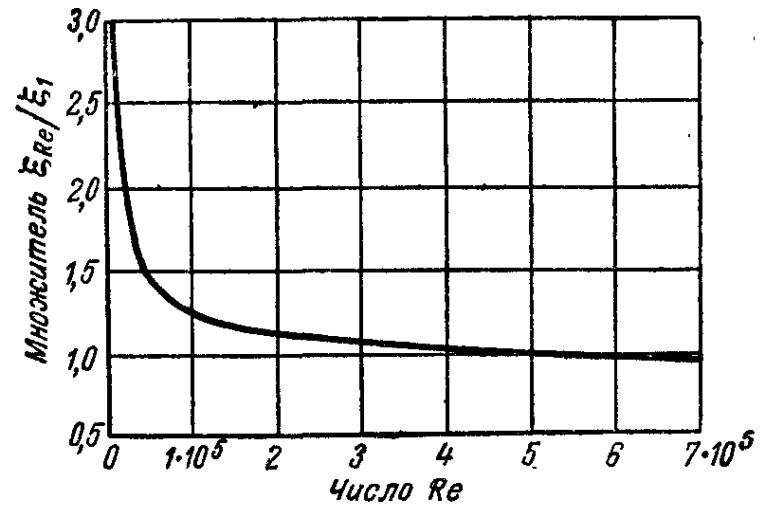


Рис. 17-31. Поправочный множитель к коэффициенту сопротивления плавных поворотов, зависящий от числа Re (для небольших значений Re)

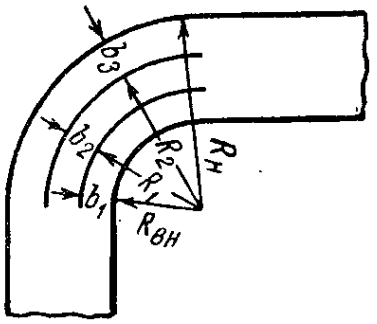


Рис. 17-32. Схема плавного поворота с направляющими листами

что и для соответствующих поворотов с равными сечениями, но относятся они к средней скорости, равной полусумме входной и выходной скоростей. При этом определяющие геометрические параметры поворотов $\frac{R}{b}$, $\frac{h}{b}$ и $\frac{R_{вн}}{b}$ принимаются по входному сечению.

Расчет поворотов-диффузоров ведется по максимальной, т. е. по входной, скорости, а коэффициенты местного сопротивления подсчитываются так же, как и для соответствующих поворотов с равными сечениями. При этом резкие повороты без закруглений и повороты с закруглением внутренней кромки при $\frac{R_{вн}}{b} \leqslant 0{,}1$ дополнительных поправок из-за увеличения сечения не требуют. Для резких

поворотов-диффузоров с закругленной внутренней кромкой при $\frac{R_{вн}}{b} > 0{,}1$ коэффициент сопротивления подсчитывается по формуле:

$$\zeta = \zeta_{вн} B \left(\frac{F_{вых}}{F_{вх}}\right)^2. \qquad (17\text{-}27)$$

Для плавных поворотов-диффузоров коэффициент сопротивления подсчитывается по формуле:

$$\zeta = \zeta_0 BC \left(\frac{F_{вых}}{F_{вх}}\right)^3. \qquad (17\text{-}28)$$

Определяющие геометрические параметры $\left(\frac{R}{b}, \frac{h}{b}, \frac{R_{вн}}{b}\right)$ при расчете поворотов-диффузоров принимаются по входному сечению.

Если при расчете по формулам (17-27) и (17-28) ζ больше соответствующих значений, рассчитанных по формуле (17-25), то расчет ведется по этой формуле.

Повороты с направляющими листами и лопатками. Схема плавного поворота с направляющими листами показана на рис. 17-32.

Сопротивление разделенного поворота считается равным сопротивлению внутреннего поворота, образованного разделительными листами, т. е. ζ_0 определяется, как обычно, по графику на рис. 17-27 для значения $\frac{R}{b_1} = \frac{R_{вн}}{b_1} + 0{,}5$, а C определяется по графику рис. 17-29 для $\frac{h}{b_1}$.

Листы устанавливаются только при выравненном потоке перед поворотом. Увеличение сопротивления трения при установке листов не следует учитывать, по крайней мере до $\frac{R}{b} = 1$ при одном разделительном листе и до $\frac{R}{b} = 0{,}7$ при двух листах.

Оптимальное количество направляющих листов выбирается согласно следующим данным:

$R_{вн}/b$	0—0,1	0,1—0,4	0,4—1,0	> 1
Количество листов	3—4	2	1	0

Схема расстановки лопаток в повороте показана на рис. 17-33. Лопатки применяются для уменьшения сопротивления поворотов при $\frac{R_в}{b} \leqslant 0{,}25$ и для выравнивания потока за поворотом. При скруглении кромок оба закругления, внутреннее и наружное, выполняются

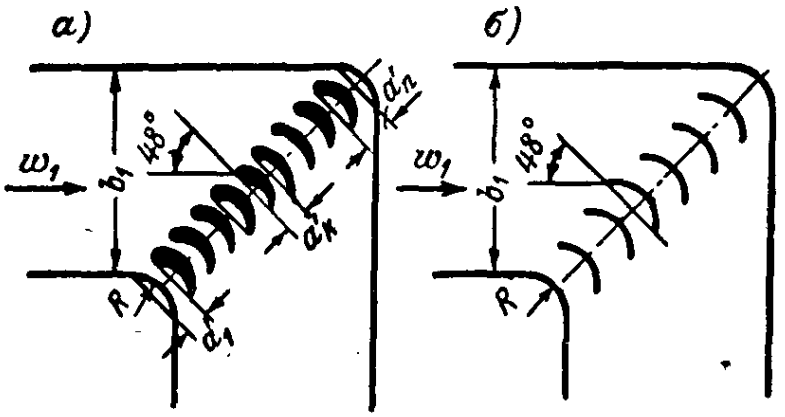


Рис. 17-33. Схемы расстановки лопаток при повороте потока: *а* — профилированные лопатки; *б* — непрофилированные лопатки

одним радиусом R. Оптимальиое число лопаток определяется из равеиства:

$$n_{опт} \approx 2\frac{b}{t}. \qquad (17\text{-}29)$$

В менее ответственных установках, где не предъявляются особые требования к равномерности распределения скоростей, число лопаток может быть сокращено до

$$n_{мин} \approx 1{,}3\frac{b}{t}. \qquad (17\text{-}30)$$

Здесь t — длина хорды лопатки; оптимальный размер хорды

$$t_{опт} = R\sqrt{2}.$$

Расстояния между лопатками изменяются по арифметической прогрессии, в которой

при $n = n_{опт}$ разность $d = \frac{a_1}{n}$,

при $n = n_{мин}$ разность $d = \frac{2a_1}{n}$.

Расстояние от внутренней кромкн до первой лопатки a_1:
при $n = n_{опт}$

$$a_1 = 0{,}94\frac{b}{n+1};$$

прн $n = n_{мин}$

$$a_1 = 0{,}71\frac{b}{n+1}.$$

Для колен с расширенным сечением ($b_2 > b_1$) в формулы для определения числа и размещения лопаток вместо величнны b подставляется $\sqrt{\frac{b_1^2 + b_2^2}{2}}$.

Коэффициенты сопротивления поворота на 90° без изменения сечения с лопатками, установленнымн под оптимальным углом (45—48°), приведены в табл. 17-7.

Таблица 17-7

Коэффициент сопротивления поворота с лопатками

$\frac{R}{b}$	Колнчество и тип лопаток	Размер хорды лопатки	ζ
0	12 непрофилированных	0,25 b	0,45
0	8 »	0,25 b	0,40
0	7 профилированных	0,25 b	0,40
0,10	5 »	0,25 b	0,40
0,18	13 »	0,25 b	0,23
0,18	10 » ($n = n_{опт}$)	0,25 b	0,15
0,20	5 непрофилированных	0,28 b	0,11
0,25	3 профилированных	0,35 b	0,35
0,25	5 »	0,25 b	0,25
Срезан внутренний угол	8 непрофнлированных	0,25 b	0,32[1]
Срезан внутренний угол	7 »	0,25 b	0,40[1]
Срезаны оба угла	13 профилнрованных	0,25 b	0,3[1]
Срезаны оба угла	10 » ($n = n_{опт}$)	0,25 b	0,23[1]

[1] Длина плоскости среза 0,25 b.

При $\frac{R_{вн}}{b} > 0{,}1$ применение лопаток целесообразно только для выравнивання поля скоростей, так как выигрыш в сопротивлении невелик. При невыравненном перед поворотом потоке расстановка лопаток в повороте определяется только экспериментальным путем.

Поворот в пучках труб. Сопротивление пучка труб рассчитывается независимо от наличия поворота, а коэффициент местного сопротивления поворота принимается:

при повороте на 180°

$$\zeta = 2{,}0;$$

при повороте на 90°

$$\zeta = 1{,}0;$$

при повороте на 45°

$$\zeta = 0{,}65.$$

Расчетная скорость потока определяется по живому (стесненному трубами) сечению.

При измененни сечения газохода в начале и в конце поворота в пучке местное сопротнвление поворота рассчитывается по среднеарнфметической из начальной и конечной скоростей потока с темн же значениямн коэффициентов ζ.

Поворот в пучке на 180° рассчитывается по среднеарифметическому значению из трех скоростей — в начале, середине и конце поворота.

Тройники. Схемы раздающих и собирающнх тройников показаны на рис. 17-34.

Для несимметричных тройников расчетные рекомендации имеются по двум типовым конструкциям: 1) $F_п = F_с$ и 2) $F_б + F_п = F_с$. Ниже приводятся расчетные графики только для конструкции 1. Для конструкции 2 расчетные данные приведены в [Л. 17-10].

Коэффициенты сопротивления для потока, проходящего с поворотом (бокового ответвления), и для потока, проходящего напрямик (прохода), приведенные на графиках, отнесены к скоростям потока в сборном канале; они соответственно обозначаются $\zeta_{с.б}$ и $\zeta_{с.п}$. Все

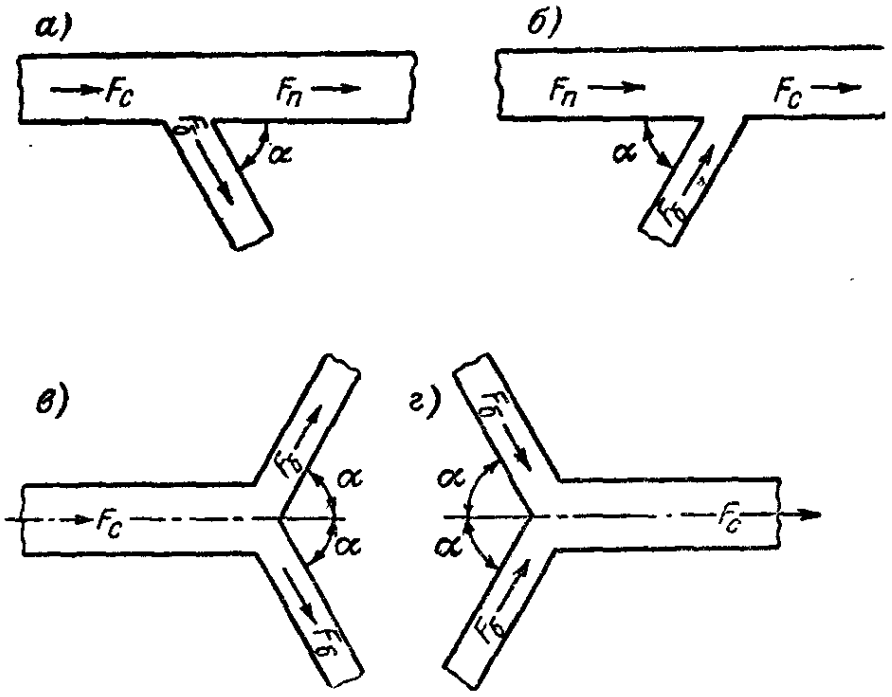


Рис. 17-34. Схемы раздающих (приточных) и собирающих (вытяжных) тройников: *а* — несимметричный раздающий; *б* — несимметричный собирающий; *в* — симметричный раздающий; *г* — симметричный собирающий

коэффициенты сопротивления тройников даются в зависимости от отношения сечений бокового ответвления и проходного канала $\frac{F_б}{F_п}$ и от отношения расходов жидкости по боковому ответвлению и суммарного, в сборном рукаве, $\frac{Q_б}{Q_с}$.

Коэффициенты сопротивления собирающих тройников с углами ответвления 90, 60, 45 и 30° приведены на рис. 17-35—17-38.

На рис. 17-39—17-42 приведены коэффициенты сопротивления боковых ответвлений раздающих тройников с углами ответвления 90, 60, 45 и 30°.

Коэффициент сопротивления прохода для раздающих тройников со всеми углами ответвления от 15 до 90° в зависимости от отношения скоростей потоков в проходном канале и в сборном рукаве показан на рис. 17-43, кривая *№ 1*. В этом случае коэффициент сопротивления не зависит от отношения сечений каналов.

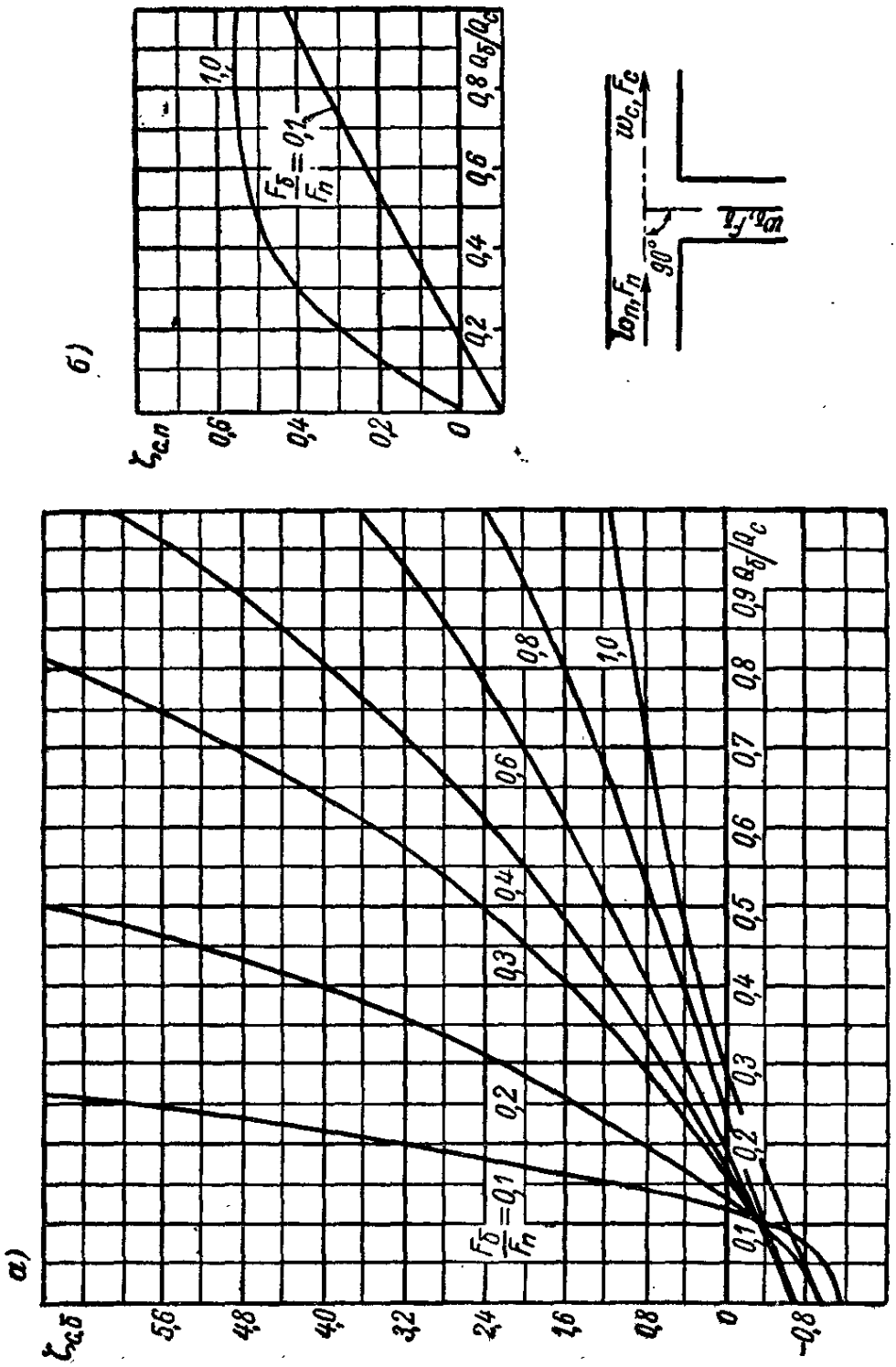


Рис. 17-35. Коэффициенты сопротивления собирающего тройника с углом ответвления 90°: *а* — бокового ответвления; *б* — прохода

На этом же рисунке приведены значения коэффициента сопротивления прохода для раздающих тройников конструкции 2—кривые *№ 2* и *№ 3*.

Закругление кромок ответвлений или незначительное расширение входных сечений заметно умеиьшает коэффициенты сопротивления тройников—см. [Л. 17-7].

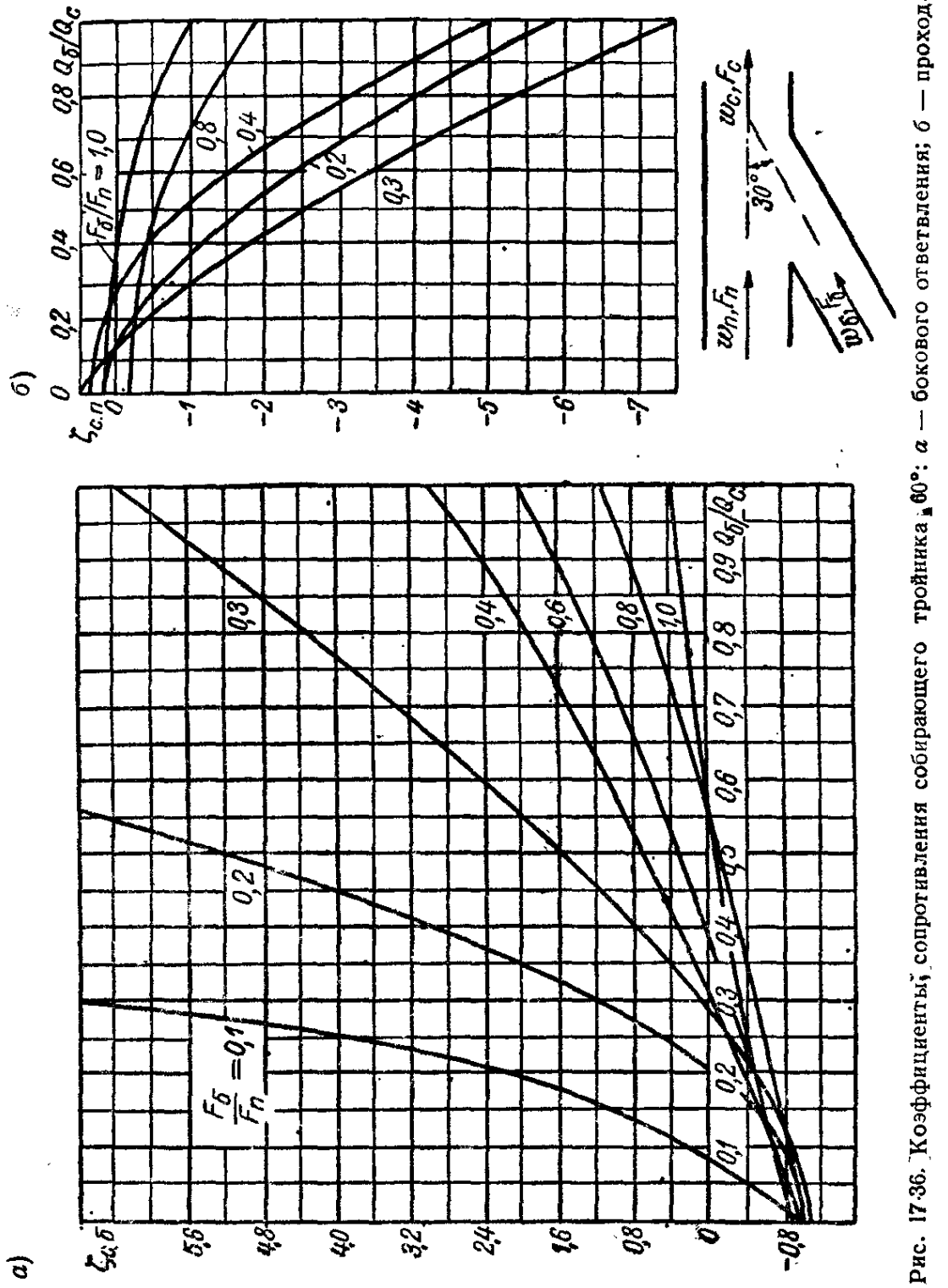


Рис. 17-36. Коэффициенты сопротивления собирающего тройника при 60°: *а* — бокового ответвления; *б* — прохода

При расчете сопротивления симметричных тройников их условно разделяют на два самостоятельных поворота, причем сечение общего канала принимается разделенным продольной перегородкой пропорционально расходам через каждый из рукавов. Сопротивление тройника по каждому из потоков рассчитывается как для соответствующего резкого поворота.

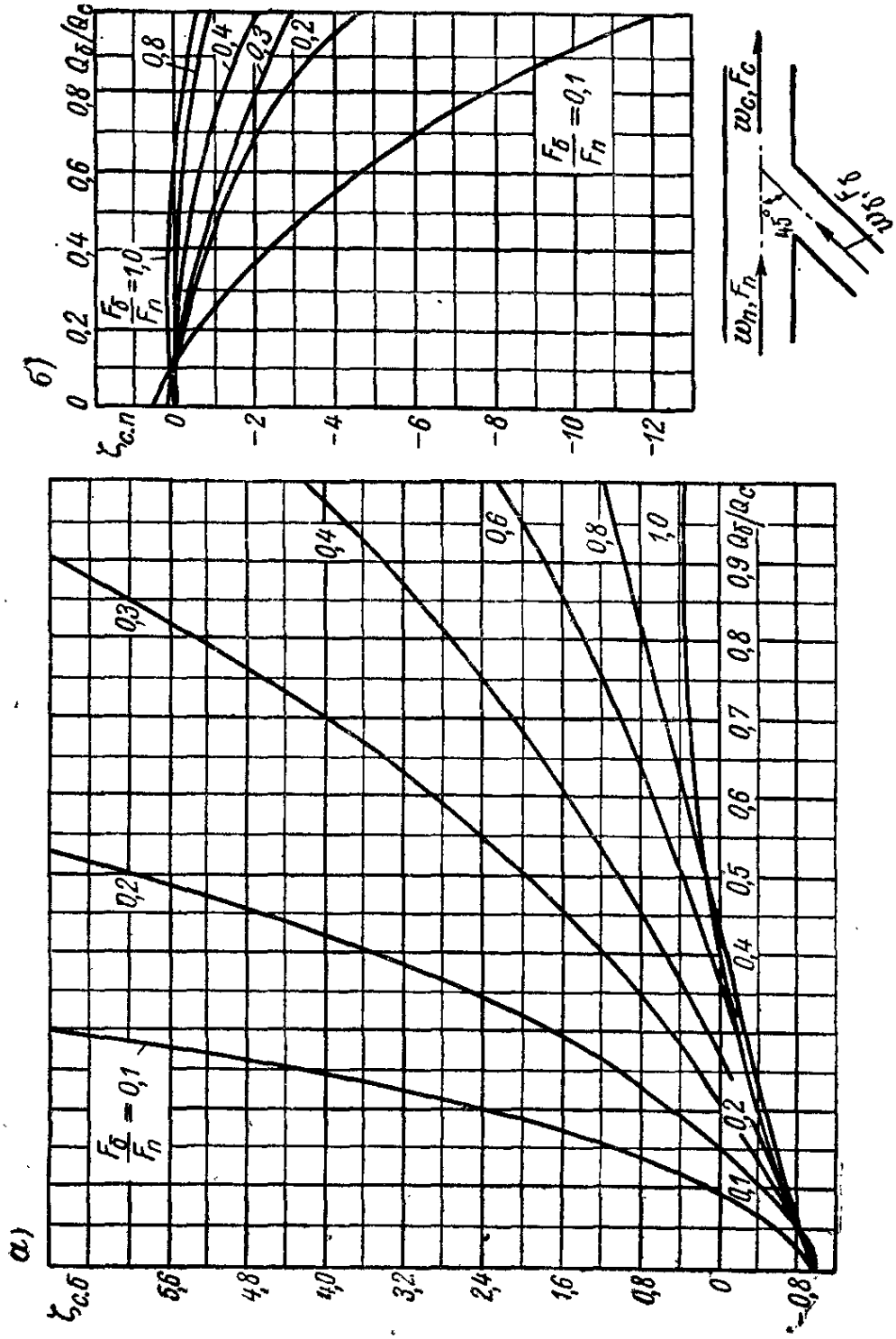


Рис. 17-37. Коэффициенты сопротивления собирающего тройника 45°: *а*—бокового ответвления; *б*—прохода

17-5. Сопротивление при внешнем обтекании некоторых тел

Сопротивление тела обтекающему потоку (лобовое сопротивление) вызывается разностью давлений по обе стороны тела (по потоку) и напряжениями трения. Расчет силы лобового сопротивления ведется по формуле:

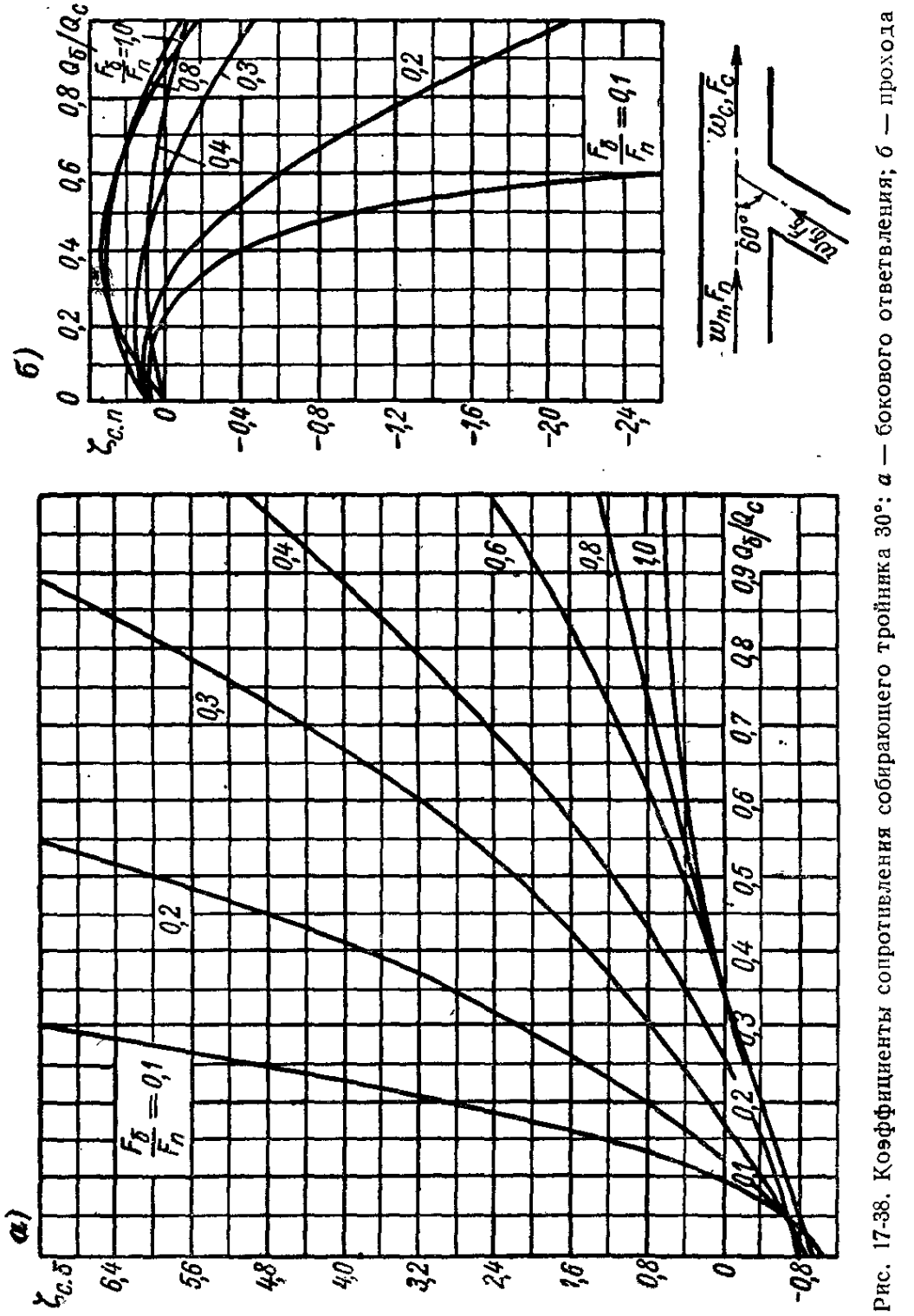


Рис. 17-38. Коэффициенты сопротивления собирающего тройника 30°: *а* — бокового ответвления; *б* — прохода

$$P = cF\,\frac{w_0^2\gamma}{2g}\ [кГ]. \qquad (17\text{-}31)$$

Здесь c — коэффициент лобового сопротивления тела, часто называемый коэффициентом сопротивления;

F [$м^2$] — площадь проекции тела на плоскость, поперечную движению;

w_0 [$м/сек$] — скорость набегающего потока.

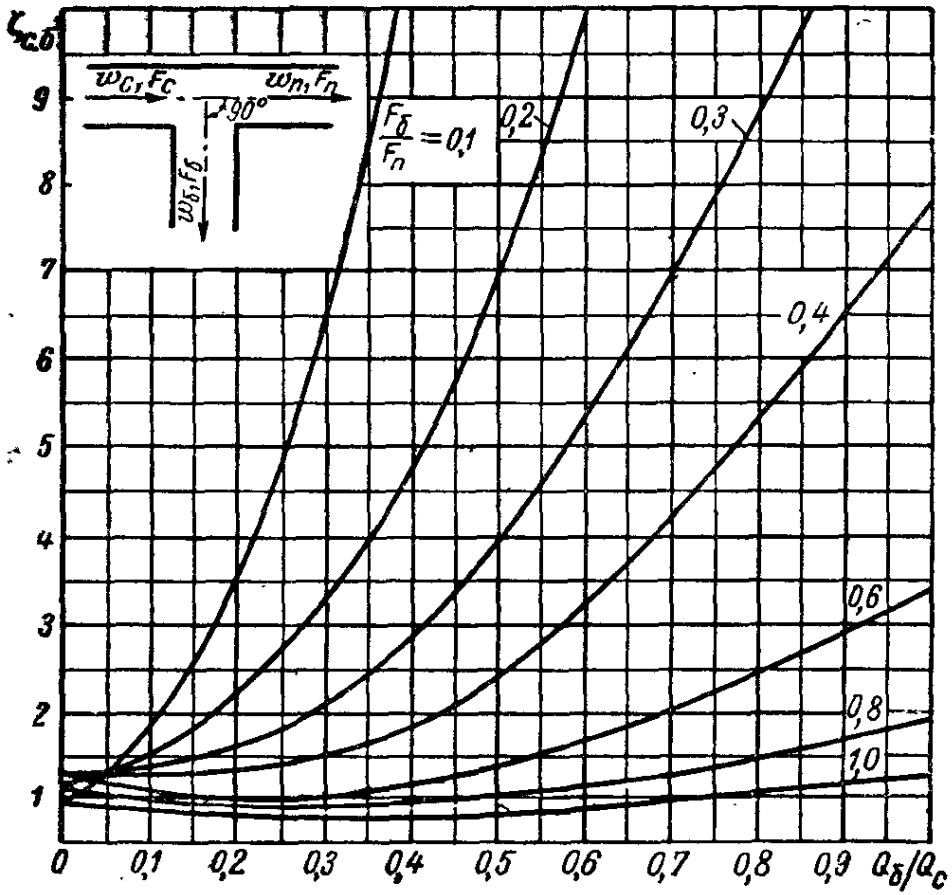


Рис. 17-39. Коэффициент сопротивления бокового ответвления раздающего тройника с углом ответвления 90°

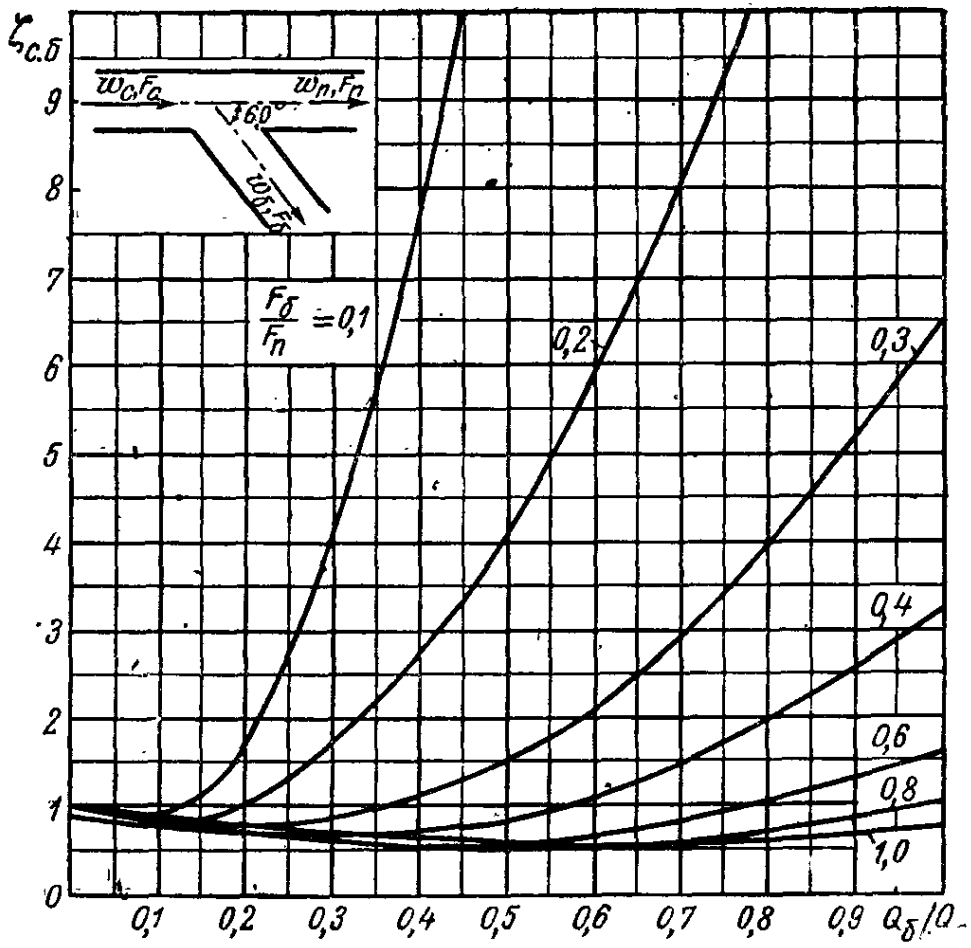


Рис. 17-40. Коэффициент сопротивления бокового ответвления раздающего тройника 60°

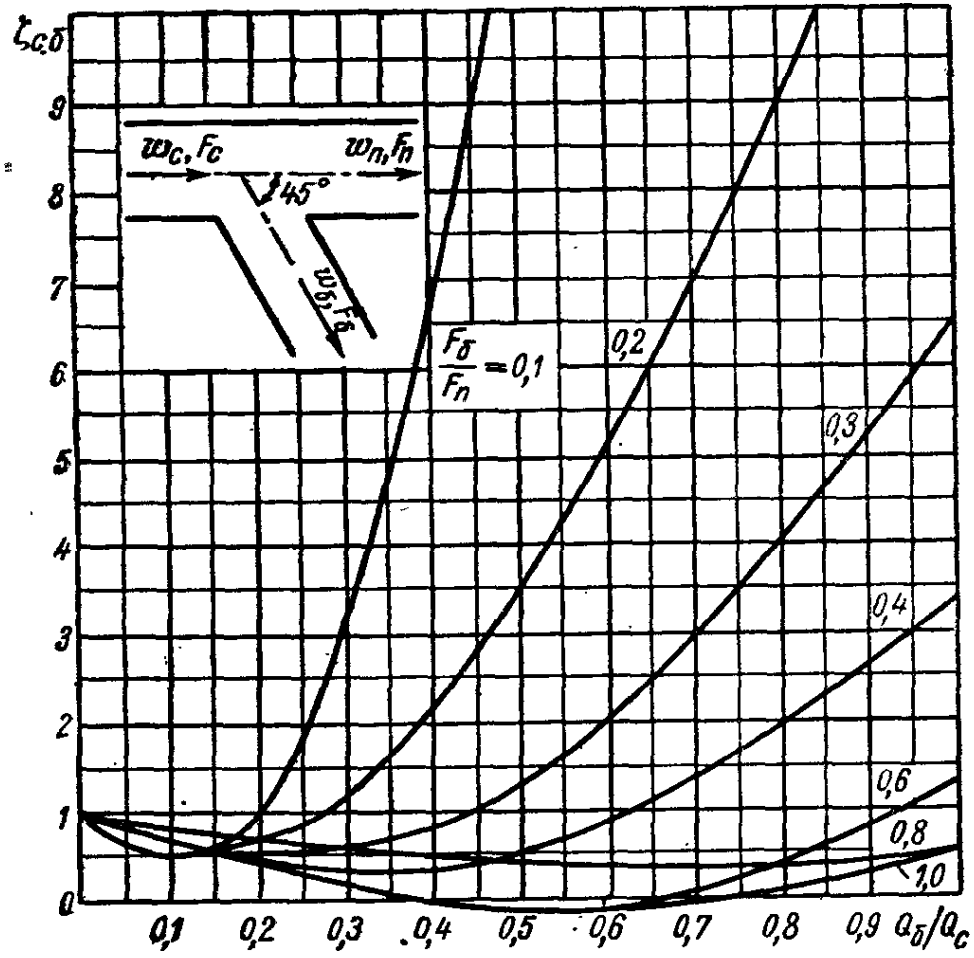


Рис. 17-41. Коэффициент сопротивления бокового ответвления раздающего тройника 45°

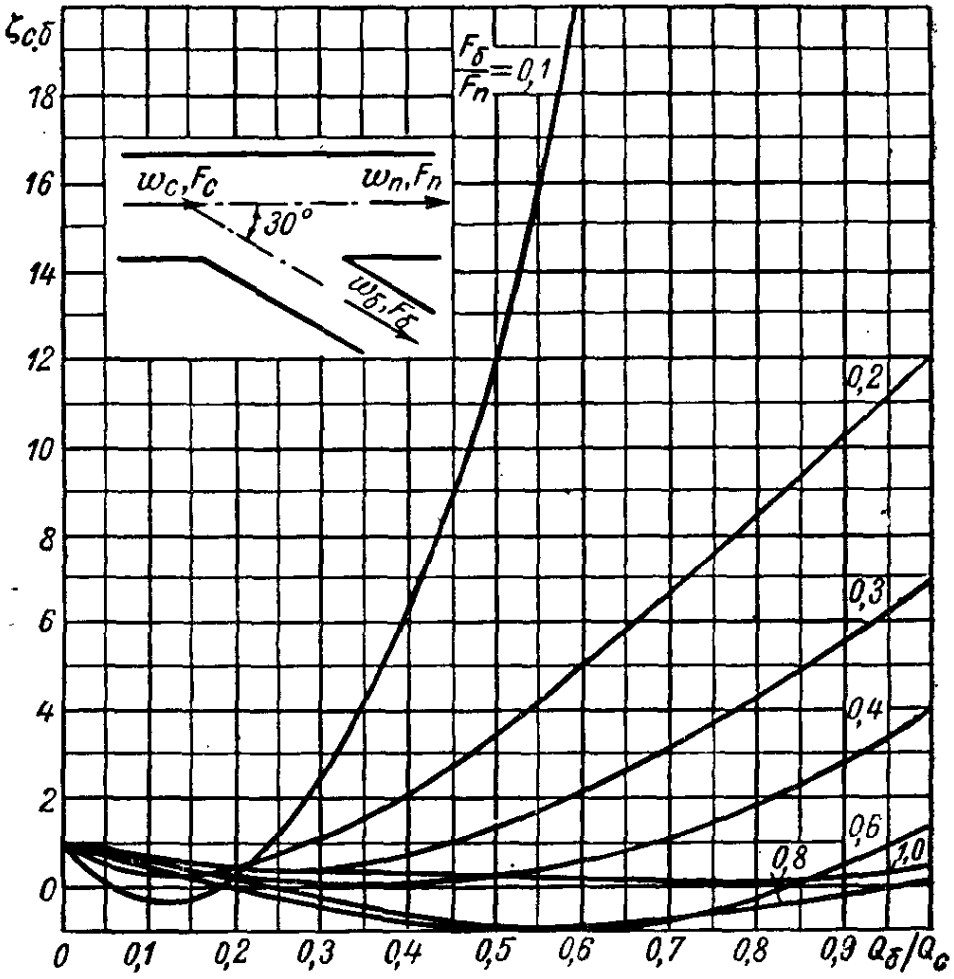


Рис. 17-42. Коэффициент сопротивления бокового ответвления раздающего тройника 30°

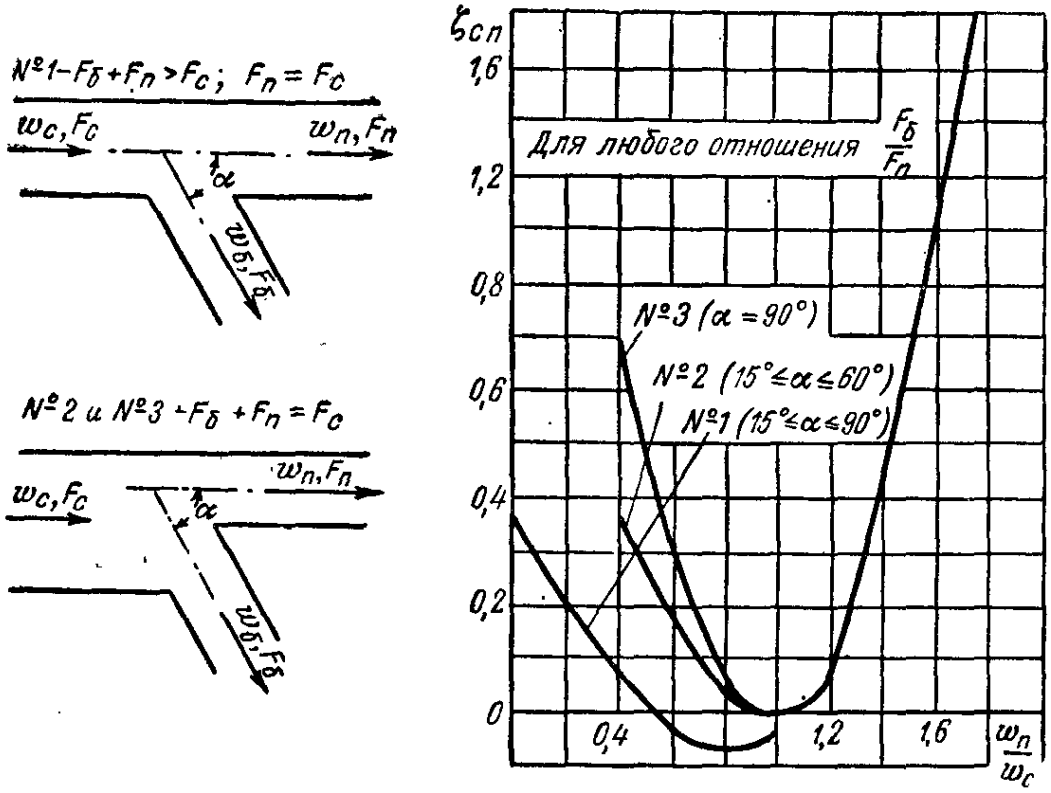


Рис. 17-43. Коэффициенты сопротивления прохода раздающих тройников

Падение давления потока, обтекающего тело, определяется по формуле (17-19), в которую также подставляется скорость набегающего потока. Коэффициент сопротивления в формуле (17-19)

$$\zeta = c\frac{F}{F_0}\frac{1}{\left(1-\frac{F}{F_0}\right)^3}. \qquad (17\text{-}32)$$

Здесь F_0 — площадь сечения каиала, в который помещено обтекаемое тело.

В общем случае $c = f(\mathrm{Re})$. Если влияние трения мало, то зависимость сопротивления от числа Re практически отсутствует и коэффициент сопротивления определяется только формой тела.

При движении тела, частично погруженного в капельную жидкость, на поверхности последней (границе раздела фаз) образуются волны, вызывающие возникновение так называемого волнового сопротивления.

В общем случае волновое движение происходит под действием силы тяжести и капиллярных сил (прн обтекании твердых тел последние обычно не учнтываются). В связи с этим коэффициент сопротивления зависит также и от критерия Фруда:

$$c = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Fr}),$$

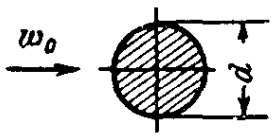
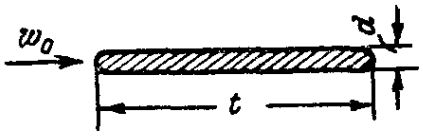
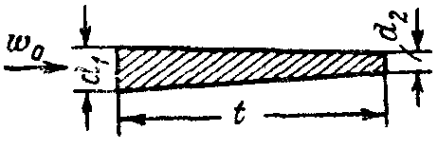
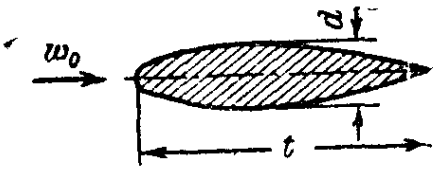
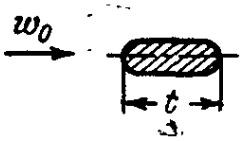
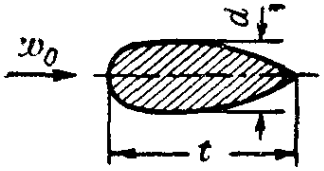
где

$$\mathrm{Fr} = \frac{w_0^2}{gl}.$$

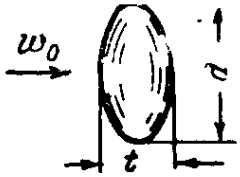
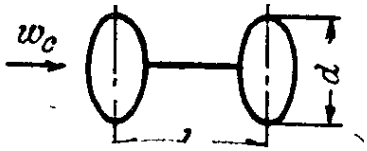
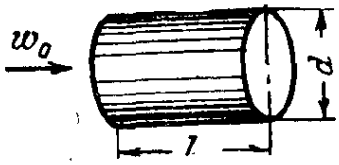
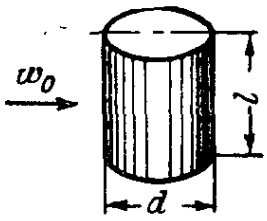
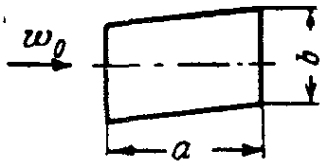
Значения коэффнциентов лобового сопротивления для различных тел приводятся в табл. 17-8 [Л. 17-7].

Таблица 17-8

Коэффициенты лобового сопротивления для различных тел

№ п/п.	Название	Схема	$\mathrm{Re}=\frac{w_0 \cdot l_{опр}}{\nu}$	c	Параметры
	Плоско-параллельное обтекание (тело с концов ограничено стенками канала)				
1	Круговой цилиндр		$>5\cdot10^5$ $<2\cdot10^5$	0,3—0,4 1,2	
	Проволока			1,1	
2	Пластинка с краями, закругленными по дуге окружности		$5\cdot10^5$	0,78	$\frac{d}{t}=0{,}0333$
			$2\cdot10^6$	0,66	
3	Клинообразная пластинка		$5\cdot10^5$	0,53	$d_1/t=0{,}0417$
			$2\cdot10^6$	0,46	$d_2/t=0{,}025$
4	Профили различной толщины		$1\cdot10^6$	0,193	$d/t=0{,}053$
				0,096	$d/t=0{,}125$
				0,080	$d/t=0{,}197$
5	Профилированная проволока		$3\cdot10^3$—10^4	0,3—0,4	—
6	Профилированная стальная труба (каплеобразный профиль)		$>5\cdot10^4$	0,2	$d/t=0{,}5$
				0,1	$d/t=0{,}33$

Продолжение табл. 17-8

№ п/п.	Название	Схема	$Re = \frac{w_0 \cdot l_{опр}}{\nu}$	c	Параметры
	Пространственное обтекание (тело не соприкасается со стенками канала)				
7	Удлиненный эллипсоид		$>10^5$	0,05—0,1	$d/l = 5/9$
8	Сплющенный эллипсоид		$<4{,}5\cdot10^5$ $>5{,}5\cdot10^5$	0,6 0,2	$d/l = 4/3$
9	Две круглые пластины друг за другом		—	1,11 0,93 0,78 1,04 1,52	$l/d = 0$ $l/d = 1{,}0$ $l/d = 1{,}5$ $l/d = 2{,}0$ $l/d = 3{,}0$
10	Круговой цилиндр, обтекаемый параллельно образующей		—	0,91 0,85 0,87 0,99	$l/d = 1{,}0$ $l/d = 2{,}0$ $l/d = 4{,}0$ $l/d = 7{,}0$
11	Круговой цилиндр, обтекаемый перпендикулярно образующей		$8{,}8\cdot10^4$	0,63 0,68 0,74 0,82 0,98 1,20	$l/d = 1{,}0$ $l/d = 2{,}0$ $l/d = 5{,}0$ $l/d = 10{,}0$ $l/d = 40{,}0$ $l/d = \infty$
12	Прямоугольник поперек потока		—	1,10 1,15 1,19 1,29 1,40 2,01	$a/b = 1{,}0$ $a/b = 2{,}0$ $a/b = 4{,}0$ $a/b = 10{,}0$ $a/b = 18{,}0$ $a/b = \infty$

Продолжение табл. 17-8

№ п/п.	Название	Схема	$\mathrm{Re}=\frac{w_0 \cdot l_{опр}}{\nu}$	c	Параметры
13	Полушар (без ограничивающей плоскости)		—	0,34	выпуклый
				1,33	вогнутый
14	Конус (с плоскостью основания)		—	0,51	$\alpha = 60°$
				0,34	$\alpha = 30°$

Для позиций 1 и 7—14 $l_{опр} = d$, для позиций 2—6 $l_{опр} = t$.

Зависимость коэффициента сопротивления некоторых тел от числа Re дается ниже [Л. 17-17].

Для круглой пластины, поставленной поперек потока, при $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D}{\nu}$ от $4 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^6$ коэффициент $c = 1{,}1 \div 1{,}12$.

Для малых чисел Re:

Re	80	20	5	2
c	1,5	2,4	5,6	11,5

При числах $\mathrm{Re} < 0{,}5$ имеет место зависимость:

$$c = \frac{20{,}4}{\mathrm{Re}}. \qquad (17\text{-}33)$$

Зависимость коэффициента лобового сопротивления от Re для обтекаемого перпендикулярно образующей круглого цилиндра практически бесконечной длины $\left(\frac{L}{D} \geqslant 100\right)$ или ограниченного с обоих концов параллельными стенками приведена в табл. 17-9.

Таблица 17-9

Коэффициент сопротивления длинного цилиндра

$Re = \frac{w_0 D}{\nu}$	0,1	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
c	58	10	2,6	1,45	0,98	1,12	1,23	0,35

Для очень малых чисел Re справедлив закон Ламба:

$$c = \frac{8\pi}{Re(2 - \ln Re)}. \qquad (17\,34)$$

Коэффициент сопротивления обтекаемого перпендикулярно образующей цилиндра $\frac{L}{D} = 5$ определяется по данным табл. 17-10.

Таблица 17-10

Re	10^3	10^4	10^5	10^6
c	0,67	0,73	0,75	0,37

Коэффициент сопротивления шара приведен в табл. 17-11.

Таблица 17-11

Re	0,1	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
c	245	28	4,4	1,10	0,46	0,42	0,49	0,14

При числах $Re < 2$ для шара справедлив закон Стокса:

$$c = \frac{24}{Re}. \qquad (17\text{-}35)$$

17-6. Сопротивление засыпки

В ряде случаев в теплообменных аппаратах поток газа пропускается через слои топлива, инертных частиц или идет по трубам, загруженным частицами различной формы. Многочисленные опыты по исследованию сопротивления подобных загруженных сечений показывают, что кривая коэффициента сопротивления не имеет резкого перелома при переходе от ламинарного режима к турбулентному. В настоящее время нет еще вполне надежных рекомендаций по универсальному расчету сопротивления засыпки.

Анализ опытных данных показывает, что на сопротивление засыпки существенно влияет ее порозность[1], структура и форма частиц и слоя в целом.

[1] Под порозностью понимается доля пустот в объеме засыпки.

По данным [Л. 17-4] падение давления в слое кусковой засыпки из частиц одного размера

$$\Delta p = \zeta_{сл} \frac{\rho w^2 H}{2\delta} = \frac{1}{m^{4,2}} \left(\frac{120}{\mathrm{Re}_{стр}} + \frac{23}{\mathrm{Re}_{стр}^{0,5}} + 1,5 \right) \frac{\rho w^2 H}{2\delta}. \quad (17\text{-}36)$$

Число Re, определенное по условиям движения элементарной струйки в канале между частицами,

$$\mathrm{Re}_{стр} = \frac{0,45}{(1-m)\, m^{0,5}} \cdot \frac{w\delta}{\nu}.$$

Здесь m — порозность слоя;
w — скорость фильтрации, отнесенная к полному сечению трубы (насадки);
H — высота слоя;
δ — размер частиц.

Для слоев из шаров диаметром δ, засыпанных произвольно, имеющих, как правило, порозность, близкую к 0,4, при числах $\mathrm{Re}_{сл} = 1 \div 5000$, где $\mathrm{Re}_{сл} = \frac{w\delta}{\nu}$, можно рекомендовать [Л. 17-5] приближенную формулу:

$$\zeta_{сл} = 20 + \frac{7000}{\mathrm{Re}_{сл}}. \quad (17\text{-}37)$$

17-7. Сопротивление при турбулентном течении газо-жидкостной смеси

Расчет падения давления при течении в каналах паро-жидкостных и газо-жидкостиых смесей, когда $\frac{w_0' D}{\nu'} > 2000$, ведется по приведеиным выше формулам с введением к соответствующим значениям $\zeta_{тр}$ и ζ поправочного множителя:

$$\varepsilon \approx 1 + \left(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'}\right) \frac{w_0''}{w_0' + \frac{\gamma''}{\gamma'} w_0''}. \quad (17\text{-}38)$$

Здесь w_0' — приведенная скорость жидкости, т. е. объемный расход жидкости, отиесенный к полной площади поперечного сечения канала;
w_0'' — то же, для газовой (паровой) компоненты смеси;
$'$ и $''$ — индексы, относящиеся соответственно к характеристикам жидкой и газовой компонент потока.

Подробнее см. [Л. 17-11].

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 1

Перевод величин из одной размерности в другую

Энергия	1 *квт-ч* = 860 *ккал* 1 *вт-ч* = 0,860 *ккал* 1 *ккал* = 426,99 *кгм* = $1{,}163 \cdot 10^{-3}$ *квт-ч* 1 *л. с.-ч.* = 632,34 *ккал* = 0,736 *квт-ч* 1 килоджоуль (интернац.) = 0,239 *ккал* = $= 0{,}278 \cdot 10^{-3}$ *квт-ч* = 1,0002 абсолютного килоджоуля
Давление	1 *кГ/см²* = 1 *ат* = 735,6 *мм* рт. ст. = 0,98 бар 1 *ат* (физ.) = 760 *мм* рт. ст. = 1,034 *кГ/см²*
Коэффициент теплопроводности	1 *ккал/м·час·град* = $2{,}778 \cdot 10^{-3}$ *ккал/см·сек·град* = $= 0{,}0116$ *вт/см·град* 1 *кал/см·сек·град* = 360 *ккал/м·час·град*
Коэффициент вязкости[1]	1 *кгсек/см²* = 98,1 *г-масса*[1]*/см·сек* (дина/*см/сек²* — пуаз) 1 пуаз = 100 сантипуаз = 0,0102 *кг·сек/м²* 1 сантипуаз = $1{,}02 \cdot 10^{-4}$ *кг·сек/м²* = $1 \cdot 10^{-3}$ *кг/сек·м* = $= 3{,}6$ *кг/час·м*
Коэффициент кинематической вязкости	1 *м²/сек* = 3600 *м²/час* = 10 000 *см²/сек* 1 *см²/сек* = 0,36 *м²/час* = $1 \cdot 10^{-4}$ *м²сек* = $= 100$ *сст* (сантистокс) = 14° УВ (градусов условной вязкости)
Поверхностное натяжение	1 *эрг/см²* = $1{,}02 \cdot 10^{-4}$ *кГ/м*
Коэффициент теплопередачи	1 *ккал/м²·час·град* = $2{,}778 \cdot 10^{-5}$ *кал/см²·сек·град* = $1{,}163 \cdot 10^{-4}$ *вт/см²·град* = $1{,}163 \cdot 10^{-3}$ *квт/м²·град*
Коэффициент лученспускания	1 *ккал/м²час* °K⁴ = $2{,}778 \cdot 10^{-5}$ *кал/см²·сек* K⁴ = $= 1{,}163 \cdot 10^{-4}$ *вт/см²* °K⁴

[1] В таблицах, где размерность вязкости дана в *г-масса/см·сек*, слово „масса" опущено.

Таблица 2

Перевод величин из британской системы единиц в метрическую

Длина	1 yd (yard) = 3 ft (feet) = 36 in (inches) = 0,9144 *м* 1 ft (1′) = 0,3048 *м*; 1 in(1″) = 2,54 *см*
Площадь	1 yd^2 = 0,836 $м^2$; 1 ft^2 = 0,0929 $м^2$; 1 in^2 = 6,452 $см^2$
Объем	1 ft^3 = 0,02832 $м^3$ = 28,32 *л*; 1 in^3 = 16,39 $см^3$ 1 gal (gallon) = 3,7852 *л* (брит.) 1 bbl(barre') = 119,2 *л*; 1 gal (gallon) = 4,546 *л* (амер.)
Вес	1 ton (short ton) = 2000 lbs (pounds) = 907,184 *кг* 1 long ton = 2240 lbs = 1016,05 *кг* (брит.) 1 lb = 16 oz (ounces) = 0,4536 *кг* 1 oz = 28,35 *г*; 1 # — 1 фунт силы
Удельный объем	1 ft^3/lb = 0,06243 $м^3/кг$
Удельный вес	1 lb/ft^3 = 16,0185 $кг/м^3$; 1 oz/ft^3 = 1,0 $кг/м^3$
Давленне	1 lb/ft^2 = 4,88 $кГ/м^2$ (*мм* вод. ст.) 1 lb/in^2 = 702,7 $кГ/м^2$ = 0,0703 $кГ/см^2$ = 51,71 *мм* рт. ст.
Коэффициент вязкости	1 lb/fts = 14,88 $г/см \cdot сек$ = 1,488 $кг/м \cdot сек$ 1 lb/ft^2 = 4,882 $кг \cdot сек/м^2$ = 47,88 $кг/м \cdot сек$ = 478,8 пуаз
Коэффициент кинематической вязкости	1 P (Poise) = 0,1 $кг/м \cdot сек$ 1 ft^2/s = 334,45 $м^2/час$ = 0,929 $м^2/сек$ = 929,0 St (Stokes) 1 St = 1 $см^2/сек$ = $1 \cdot 10^{-4}$ $м^2/сек$ = 0,36 $м^2/час$
Температура	$t°\,C = \frac{5}{9}(t°F - 32)$; $t°\,F = \frac{9}{5}\,t°\,C + 32$; $t°\,R = \frac{4}{5}\,t°\,C$ $T°\,K = \frac{5}{9}\,T°\,R$; $T°\,R = \frac{9}{5}\,T°\,K$
Температурный напор	$\Delta t°\,C = \Delta t°\,F/1{,}8$
Количество тепла	1 Btu (British thermal unit) = 0,252 *ккал* = 107,53 *кгм* 1 pcu (pound centigrad unit) = 1,8 Btu = 0,4536 *ккал*
Тепловой поток	1 Btu/ft^2h = 2,71 $ккал/м^2час$; 1 pcu/ft^2h = 4,878 $ккал/м^2час$

Таблица 3 [Л. 2]

Температура кипения воды в зависимости от давления

p, кГ/см²	$t_к$, °С	p, кГ/см²	$t_к$, °С	p, кГ/см²	$t_к$, °С	p, кГ/см²	$t_к$, °С
1	99,09	17	203,35	36	243,04	95	305,80
2	119,62	18	206,14	38	246,17	100	309,53
3	132,88	19	208,81	40	249,18	110	316,58
4	142,92	20	211,38	42	252,07	120	323,15
5	151,11	21	213,85	44	254,87	130	329,30
6	158,08	22	216,33	46	257,56	140	335,09
7	164,17	23	218,53	48	260,17	150	340,56
8	169,61	24	220,75	50	262,70	160	345,74
9	174,53	25	222,90	55	268,70	170	350,66
10	179,04	26	224,99	60	274,29	180	355,35
11	183,20	27	227,01	65	279,50	190	359,82
12	187,08	28	228,98	70	284,48	200	364,08
13	190,71	29	230,89	75	289,20	210	368,16
14	194,13	30	232,76	80	293,62	220	372,10
15	197,36	32	236,35	85	297,90	крит.	состояние
16	200,43	34	239,77	90	301,92	225,5	374,20

Таблица 4 [Л. 11]

Давление насыщенного пара при низких температурах (над льдом)

t, °С	p, мм рт. ст.	t, °С	p, мм рт. ст.	t, °С	p, мм рт. ст.	t, °С	p, мм рт. ст.
0,0	4,58	— 9,0	2,13	—18,0	0,94	—27,0	0,38
—0,5	4,40	— 9,5	2,03	—18,5	0,89	—27,5	0,36
—1,0	4,22	—10,0	1,95	—19,0	0,85	—28,0	0,34
—1,5	4,05	—10,5	1,86	—19,5	0,81	—28,5	0,33
—2,0	3,88	—11,0	1,78	—20,0	0,77	—29,0	0,31
—2,5	3,72	—11,5	1,70	—20,5	0,74	—29,5	0,29
—3,0	3,57	—12,0	1,63	—21,0	0,70	—30	0,280
—3,5	3,42	—12,5	1,56	—21,5	0,67	—31	0,252
—4,0	3,28	—13,0	1,49	—22,0	0,64	—32	0,227
—4,5	3,14	—13,5	1,42	—22,5	0,61	—33	0,205
—5,0	3,01	—14,0	1,36	—23,0	0,58	—34	0,185
—5,5	2,88	—14,5	1,30	—23,5	0,55	—35	0,177
—6,0	2,76	—15,0	1,24	—24,0	0,52	—36	0,150
—6,5	2,65	—15,5	1,18	—24,5	0,49	—37	0,134
—7,0	2,53	—16,0	1,13	—25,0	0,47	—38	0,119
—7,5	2,43	—16,5	1,08	—25,5	0,45	—39	0,105
—8,0	2,32	—17,0	1,03	—26,0	0,42	—40	0,093
—8,5	2,22	—17,5	0,98	—26,5	0,40	—	—

Таблица 5 [Л. 2]

Физические свойства воды на линии насыщения

t, °C	p кГ/см²	$v \cdot 10^3$ м³/кг	i ккал/кг	c_p ккал/кг·град	λ ккал/м·час·град	$\mu \cdot 10^6$ кгсек/м²	Pr	σ эрг/см²
0	0,0062	1,0002	0,000	1,006	0,474	182,3	13,7	75,60
10	0,0125	1,0004	10,04	1,001	0,494	133,1	9,52	74,22
20	0,0238	1,0018	20,04	0,999	0,515	102,4	7,00	72,55
30	0,0432	1,0044	30,02	0,997	0,531	81,7	5,41	71,18
40	0,0752	1,0079	40,01	0,997	0,545	66,6	4,30	69,56
50	0,126	1,0121	49,99	0,997	0,557	56,0	3,54	67,91
60	0,203	1,0171	59,98	0,998	0,567	47,9	2,98	66,18
70	0,318	1,0228	69,98	1,000	0,574	41,4	2,55	64,42
80	0,483	1,0293	80,00	1,002	0,580	36,2	2,21	62,61
90	0,715	1,0359	90,04	1,005	0,585	32,1	1,95	60,75
100	1,03	1,0435	100,10	1,008	0,587	28,8	1,75	58,85
110	1,46	1,0515	110,19	1,011	0,589	26,4	1,60	56,89
120	2,02	1,0603	120,3	1,015	0,590	24,2	1,47	54,89
130	2,75	1,0697	130,5	1,019	0,590	22,2	1,35	52,84
140	3,68	1,0798	140,7	1,024	0,589	20,5	1,25	50,70
150	4,85	1,0906	151,0	1,030	0,588	19,0	1,17	48,63
160	6,30	1,1021	161,3	1,038	0,587	17,7	1,10	46,55
170	8,08	1,1144	171,8	1,046	0,584	16,6	1,05	44,45
180	10,23	1,1275	182,3	1,055	0,580	15,6	1,00	42,25
190	12,80	1,1415	192,9	1,065	0,576	14,7	0,96	40,00
200	15,86	1,1565	203,6	1,076	0,570	13,9	0,93	37,73
210	19,46	1,1726	214,4	1,088	0,563	13,3	0,91	35,40
220	23,66	1,1900	225,4	1,102	0,555	12,7	0,89	33,20
230	28,53	1,2087	236,5	1,118	0,548	12,2	0,88	30,97
240	34,14	1,2291	247,8	1,136	0,540	11,7	0,87	28,57
250	40,56	1,2512	259,4	1,157	0,531	11,2	0,86	26,20
260	47,87	1,2755	271,1	1,182	0,520	10,8	0,87	23,85
270	56,14	1,3023	283,1	1,211	0,507	10,4	0,88	21,46
280	65,46	1,3321	295,4	1,249	0,494	10,0	0,89	19,13
290	75,92	1,3655	308,1	1,310	0,480	9,6	0,93	16,86
300	87,61	1,4036	321,2	1,37	0,464	9,3	0,97	14,40
310	100,64	1,447	334,9	1,45	0,450	9,0	1,02	12,07
320	115,12	1,499	349,2	1,57	0,435	8,7	1,11	9,84
330	131,18	1,562	364,5	1,73	0,416	8,3	1,22	7,68
340	148,96	1,639	380,9	1,95	0,393	7,9	1,38	5,67
350	168,63	1,741	399,2	2,27	0,370	7,4	1,60	3,82
360	190,42	1,894	420,7	3,34	0,340	6,8	2,36	2,02
370	214,68	2,22	452,0	9,63	0,290	5,8	6,80	0,47

Таблица 6 [Л. 2]

Физические свойства водяного пара на линии насыщения

t, °C	p кГ/см²	γ'' кг/м³	i'' ккал/кг	r ккал/кг	c_p ккал/кг·град	$\lambda 10^4$ ккал/м·час·град	$\mu 10^6$ кг·сек/м²	Pr
100	1,03	0,598	639,1	539,0	0,51	2,04	1,22	1,08
110	1,46	0,826	642,8	532,6	0,52	2,14	1,27	1,09
120	2,02	1,122	646,4	526,1	0,53	2,23	1,31	1,09
130	2,75	1,496	649,8	519,3	0,54	2,31	1,35	1,11
140	3,68	1,966	653,0	512,3	0,55	2,40	1,38	1,12
150	4,85	2,547	656,0	505,0	0,57	2,48	1,42	1,15
160	6,30	3,259	658,7	497,4	0,59	2,59	1,46	1,18
170	8,08	4,122	661,3	489,5	0,62	2,69	1,50	1,21
180	10,22	5,157	663,5	481,3	0,65	2,81	1,54	1,25
190	12,80	6,395	665,5	472,6	0,68	2,94	1,59	1,30
200	15,86	7,863	667,1	463,5	0,71	3,05	1,63	1,34
210	19,46	9,578	668,3	453,9	0,74	3,20	1,67	1,37
220	23,66	11,62	669,1	443,7	0,78	3,35	1,72	1,42
230	28,53	13,99	669,5	433,0	0,83	3,52	1,77	1,47
240	34,14	16,76	669,5	421,7	0,88	3,69	1,81	1,53
250	40,56	19,98	669,0	409,6	0,95	3,88	1,86	1,61
260	47,87	23,72	667,9	396,8	1,02	4,13	1,92	1,68
270	56,14	28,09	666,3	383,2	1,11	4,39	1,97	1,76
280	65,46	33,19	663,9	368,5	1,22	4,72	2,03	1,85
290	75,92	39,17	660,7	352,6	1,34	5,01	2,10	1,99
300	87,61	46,21	656,6	335,4	1,50	5,39	2,17	2,13
310	100,64	54,61	651,4	316,5	1,69	5,88	2,24	2,28
320	115,13	64,74	644,8	295,6	1,97	6,46	2,33	2,51
330	131,18	77,09	636,7	272,2	2,36	7,10	2,44	2,86
340	148,96	92,77	625,2	245,3	2,95	8,00	2,57	3,34
350	168,63	113,6	612,5	213,3	3,88	9,20	2,71	4,03
360	190,42	144,1	592,6	171,9	5,50	11,00	2,97	5,24
370	214,68	202,4	556,7	104,7	13,50	14,70	3,44	11,10

Таблица 7 [Л. 16]

Коэффициент теплопроводности $\lambda \cdot 10^2$, *ккал/м·час·град*, воды и водяного пара

t, °С	p, *кГ/см²*										Вода	Пар
	1	20	40	60	80	100	150	200	250	300	на кривой насыщения	
0	47,4	47,4	47,5	47,5	47,6	47,7	47,8	48,0	48,2	48,4	47,4	—
10	49,4	49,4	49,5	49,6	49,7	49,8	50,0	50,2	50,4	50,7	49,4	—
20	51,5	51,5	51,6	51,7	51,8	51,9	52,1	52,3	52,5	52,8	51,5	—
30	53,1	53,1	53,2	53,3	53,4	53,5	53,7	54,0	54,2	54,5	53,1	—
40	54,5	54,5	54,6	54,7	54,8	54,9	55,1	55,4	55,6	55,9	54,5	—
50	55,7	55,7	55,8	55,9	56,0	56,1	56,3	56,5	56,7	57,0	55,7	—
60	56,7	56,7	56,8	56,9	57,0	57,1	57,3	57,5	57,7	58,0	56,7	—
70	57,4	57,4	57,5	57,6	57,7	57,8	58,0	58,3	58,5	58,8	57,4	—
80	58,0	58,0	58,1	58 2	58,3	58,4	58,6	58,9	59,1	59,4	58,0	—
90	58,5	58,5	58,6	58,7	58,8	58,9	59,1	59,4	59,6	59,9	58,5	—
100	2,04	58,8	58,9	59,0	59,1	59,3	59,5	59,8	60,0	60,3	58,7	2,04
110	2,12	58,9	59,0	59,1	59,3	59,5	59,7	60,0	60,2	60,5	58,9	2,14
120	2,21	59,0	59,1	59,2	59,4	59,6	59,9	60,2	60,5	60,8	59,0	2,23
130	2,29	59,0	59,1	59,2	59,4	59,6	59,9	60,2	60,5	60,9	59,0	2,31
140	2,37	58,9	59,0	59,2	59,4	59,6	59,9	60,2	60,5	60,8	58,9	2,40
150	2,44	58,8	59,0	59,2	59,4	59,6	59,8	60,1	60,4	60,8	58,8	2,48
160	2,53	58,7	58,8	58,9	59,1	59,3	59,6	59,9	60,3	60,6	58,7	2,59
170	2,61	58,4	58,5	58,7	58,9	59,1	59,4	59,7	60,0	60,3	58,4	2,69
180	2,71	58,0	58,1	58,3	58,5	58,7	59,0	59,3	59,6	60,0	58,0	2,81
190	2,80	57,6	57,7	57,9	58,1	58,3	58,6	58,9	59,3	59,7	57,6	2,94
200	2,88	57,0	57,2	57,4	57,6	57,8	58,1	58,4	58,8	59,3	57,0	3,05
210	2,98	56,3	56,5	56,7	56,9	57,2	57,6	58,0	58,3	58,7	56,3	3,20
220	3,07	3,27	55,7	55,9	56,1	56,4	56,8	57,2	57,7	58,2	55,5	3,35
230	3,16	3,38	54,9	55,1	55,3	55,6	56,0	56,5	56,9	57,4	54,8	3,52
240	3,24	3,44	54,0	54,2	54,4	54,7	55,2	55,7	56,2	56,7	54,0	3,69
250	3,33	3,52	3,87	53,1	53,3	53,7	54,2	54,7	56,2	56,7	53,1	3,88
260	3,43	3,61	3,93	52,1	52,3	52,6	53,1	53,6	54,1	54,7	52,0	4,13
270	3,53	3,72	4,03	50,7	51,0	51,4	52,0	52,6	53,1	53,7	50,7	4,39
280	3,62	3,80	4,08	4,51	49,5	50,0	50,6	51,2	51,3	52,6	49,4	4,72
290	3,71	3,89	4,17	4,48	48,0	48,4	49,0	49,7	50,5	51,3	48,0	5,01

Продолжение табл. 7

t, °C	p, кГ/см²												Вода	Пар
	1	20	40	60	80	100	150	200	250	300	350	400	на кривой насыщения	
300	3,80	3,95	4,23	4,60	5,14	46,6	47,3	48,0	48,6	49,2	49,6	50,1	46,4	5,39
310	3,91	4,08	4,34	4,69	5,17	5,85	45,8	46,5	47,2	47,9	48,4	49,0	45,0	5,88
320	4,01	4,18	4,43	4,75	5,20	5,78	44,1	45,1	45,9	46,5	47,2	47,9	43,5	6,46
330	4,10	4,26	4,51	4,82	5,24	5,77	42,0	43,4	44,3	45,2	45,9	46,6	41,6	7,10
340	4,20	4,36	4,60	4,90	5,28	5,77	39,3	41,4	42,6	43,7	44,4	45,2	39,3	8,00
350	4,30	4,44	4,67	4,96	5,33	5,77	7,64	38,9	40,7	41,9	42,8	43,7	37,0	9,20
360	4,39	4,53	4,76	5,04	5,39	5,81	7,40	35,4	38,3	39,9	41,0	42,2	31,0	11,0
370	4,50	4,64	4,86	5,13	5,46	5,85	7,27	10,6	34,8	37,6	39,1	40,4	29,0	14,70
380	4,61	4,74	4,95	5,22	5,54	5,91	7,20	9,55	27,6	34,5	36,5	38,4	—	—
390	4,72	4,85	5,05	5,30	5,62	5,98	7,17	9,15	14,7	29,9	33,4	36,1	—	—
400	4,81	4,94	5,14	5,38	5,69	6,01	7,12	8,84	12,2	22,1	29,9	33,5	—	—
410	4,91	5,04	5,24	5,48	5,76	6,08	7,12	8,61	11,2	17,2	25,3	30,5	—	—
420	5,02	5,15	5,35	5,58	5,85	6,16	7,14	8,53	10,7	14,5	20,9	26,9	—	—
430	5,12	5,25	5,44	5,67	5,93	6,23	7,16	8,45	10,3	13,2	17,9	23,0	—	—
440	5,23	5,36	5,54	5,77	6,01	6,31	7,20	8,38	10,1	12,4	16,0	20,1	—	—
450	5,33	5,46	5,64	5,88	6,10	6,38	7,23	8,35	9,84	11,9	14,8	18,2	—	—
460	5,45	5,58	5,76	5,99	6,20	6,47	7,29	8,35	9,70	11,5	14,0	16,8	—	—
470	5,56	5,69	5,87	6,09	6,29	6,56	7,35	8,34	9,62	11,3	13,5	15,8	—	—
480	5,68	5,80	5,97	6,18	6,40	6,65	7,41	8,36	9,56	11,1	13,0	15,1	—	—
490	5,78	5,90	6,06	6,26	6,48	6,73	7,46	8,37	9,51	10,9	12,6	14,4	—	—
500	5,88	6,00	6,16	6,35	6,57	6,81	7,52	8,39	9,46	10,8	12,3	14,0	—	—
510	6,00	6,12	6,28	6,47	6,67	6,91	7,60	8,42	9,45	10,7	—	—	—	—
520	6,11	6,22	6,38	6,57	6,77	7,00	7,67	8,47	9,41	10,6	—	—	—	—
530	6,22	6,33	6,48	6,67	6,87	7,09	7,74	8,52	9,44	10,5	—	—	—	—
540	6,32	6,42	6,57	6,76	6,96	7,17	7,81	8,56	9,45	10,5	—	—	—	—
550	6,44	6,54	6,69	6,88	7,06	7,28	7,90	8,62	9,48	10,5	11,6	2,9	—	—
560	6,56	6,66	6,81	6,99	7,17	7,38	7,98	8,69	9,52	10,5	—	—	—	—
570	6,68	6,78	6,92	7,09	7,28	7,49	8,07	8,77	9,56	10,5	—	—	—	—
580	6,79	6,89	7,03	7,19	7,38	7,57	8,16	8,83	9,60	10,4	—	—	—	—
590	6,91	7,01	7,14	7,29	7,49	7,67	8,25	8,90	9,65	10,4	—	—	—	—
600	7,03	7,13	7,26	7,42	7,60	7,79	8,34	8,99	9,70	10,4	11,5	12,4	—	—
650	7,62	7,70	7,81	7,94	8,09	8,25	8,72	9,27	9,87	10,5	11,5	12,3	—	—
700	8,22	8,29	8,39	8,50	8,64	8,78	9,20	9,70	10,2	10,7	11,7	12,4	—	—

Таблица 8 [Л. 2]

Вязкость воды и водяного пара

t, °C	На линии насыщения		p, кГ/см²											
	вода	пар	1	20	40	60	80	100	150	200	250	300	350	400
0	182,3	0,84	182	182	182	181	181	181	180	179	178	176	175	174
10	133,1	0,87	133	133	133	133	133	132	132	132	131	131	130	130
20	102,4	0,91	102	102	102	102	102	102	102	102	102	102	102	102
30	81,7	0,95	81,7	81,7	81,8	81,8	81,8	81,8	81,9	81,9	82,0	82,1	82,1	82,2
40	66,6	0,99	66,6	66,6	66,6	66,7	66,8	66,8	66,9	67,0	67,1	67,3	67,4	67,5
50	56,0	1,02	56,0	56,0	56,1	56,1	56,2	56,2	56,3	56,5	56,6	56,8	56,9	57,0
60	47,9	1,06	47,9	47,9	48,0	48,0	48,1	48,1	48,2	48,4	48,6	48,8	48,9	49,1
70	41,4	1,10	41,4	41,4	41,5	41,5	41,6	41,6	41,7	41,9	42,0	42,2	42,3	42,5
80	36,2	1,14	36,2	36,2	36,3	36,3	36,4	36,4	36,5	36,7	36,8	37,0	37,1	37,3
90	32,1	1,18	32,1	32,1	32,2	32,2	32,3	32,3	32,4	32,6	32,7	32,9	33,0	33,2
100	28,8	1,22	1,22	28,8	28,9	28,9	29,0	29,0	29,1	29,3	29,4	29,6	29,7	29,9
110	26,4	1,27	1,26	26,4	26,5	26,5	26,6	26,6	26,7	26,9	27,0	27,2	27,3	27,5
120	24,2	1,31	1,30	24,2	24,3	24,3	24,4	24,4	24,5	24,7	24,8	25,0	25,1	25,3
130	22,2	1,35	1,34	22,2	22,3	22,3	22,4	22,4	22,5	22,7	22,8	23,0	23,1	23,3
140	20,5	1,38	1,38	20,5	20,6	20,6	20,7	20,7	20,8	20,9	21,0	21,2	21,3	21,4
150	19,0	1,42	1,42	19,0	19,1	19,1	19,2	19,2	19,3	19,4	19,5	19,7	19,8	19,9
160	17,7	1,46	1,46	17,7	17,8	17,8	17,9	17,9	18,0	18,1	18,2	18,4	18,5	18,6
170	16,6	1,50	1,50	16,6	16,7	16,7	16,8	16,8	16,9	17,0	17,1	17,3	17,4	17,5
180	15,6	1,54	1,54	15,6	15,7	15,7	15,8	15,8	15,9	16,0	16,1	16,3	16,4	16,5
190	14,7	1,59	1,58	14,7	14,8	14,8	14,9	14,9	15,0	15,1	15,2	15,4	15,5	15,6
200	13,9	1,63	1,62	13,9	14,0	14,0	14,1	14,1	14,2	14,3	14,4	14,6	14,8	14,9
210	13,3	1,67	1,66	13,3	13,4	13,4	13,5	13,5	13,6	13,7	13,8	14,0	14,1	14,2
220	12,7	1,72	1,70	1,72	12,8	12,8	12,9	12,9	13,0	13,1	13,2	13,4	13,5	13,6
230	12,2	1,77	1,75	1,76	12,2	12,3	12,3	12,4	12,5	12,6	12,7	12,9	13,0	13,1
240	11,7	1,81	1,79	1,80	11,7	11,8	11,8	11,9	12,0	12,1	12,2	12,4	12,5	12,6
250	11,2	1,86	1,83	1,84	1,86	11,3	11,3	11,4	11,5	11,7	11,8	12,0	12,1	12,2
260	10,8	1,92	1,87	1,88	1,91	10,9	10,9	11,0	11,1	11,2	11,3	11,5	11,6	11,7
270	10,4	1,97	1,91	1,92	1,95	10,5	10,5	10,6	10,7	10,8	10,9	11,1	11,2	11,3
280	10,0	2,03	1,96	1,97	1,99	2,02	10,1	10,2	10,3	10,4	10,5	10,7	10,8	10,9
290	9,6	2,10	2,00	2,01	2,03	2,06	9,7	9,8	9,90	10,0	10,1	10,3	10,4	10,5

Продолжение табл. 8

t, °C	p, кГ/см²													
	На линии насыщения		1	20	40	60	80	100	150	200	250	300	350	400
	вода	пар												
300	9,3	2,17	2,04	2,05	2,07	2,10	2,14	9,3	9,42	9,60	9,72	9,85	9,98	10,1
310	9,0	2,24	2,08	2,09	2,11	2,14	2,18	2,24	9,14	9,26	9,38	9,51	9,62	9,72
320	8,7	2,33	2,13	2,13	2,15	2,18	2,21	2,27	8,81	8,92	9,04	9,16	9,27	9,38
330	8,3	2,44	2,17	2,18	2,19	2,22	2,25	2,30	8,42	8,55	8,68	8,82	8,92	9,03
340	7,9	2,57	2,21	2,22	2,24	2,26	2,29	2,33	7,94	8,14	8,30	8,47	8,57	8,70
350	7,4	2,71	2,25	2,26	2,28	2,30	2,33	2,37	2,55	7,64	7,88	8,09	8,22	8,36
360	6,8	2,97	2,30	2,31	2,32	2,34	2,37	2,41	2,56	7,04	7,40	7,66	7,86	8,01
370	5,8	3,44	2,34	2,35	2,37	2,38	2,41	2,44	2,58	2,95	6,84	7,20	7,46	7,65
380	—	—	2,38	2,39	2,41	2,43	2,45	2,48	2,61	2,87	5,61	6,65	7,00	7,27
390	—	—	2,43	2,44	2,45	2,47	2,50	2,52	2,64	2,85	3,49	5,85	6,49	6,88
400	—	—	2,47	2,48	2,50	2,51	2,54	2,57	2,67	2,85	3,24	4,60	5,77	6,39
410	—	—	2,52	2,53	2,54	2,56	2,58	2,61	2,70	2,86	3,15	3,92	5,01	5,82
420	—	—	2,56	2,57	2,58	2,60	2,63	2,65	2,73	2,88	3,12	3,59	4,44	5,27
430	—	—	2,61	2,61	2,62	2,64	2,66	2,69	2,77	2,90	3,11	3,47	4,08	4,81
440	—	—	2,65	2,66	2,67	2,69	2,71	2,73	2,81	2,93	3,12	3,40	3,88	4,44
450	—	—	2,70	2,70	2,72	2,73	2,75	2,77	2,85	2,96	3,12	3,37	3,74	4,19
460	—	—	2,74	2,75	2,76	2,77	2,79	2,82	2,89	3,00	3,14	3,35	3,67	4,03
470	—	—	2,79	2,79	2,80	2,82	2,84	2,86	2,93	3,03	3,16	3,35	3,62	3,94
480	—	—	2,84	2,84	2,85	2,86	2,88	2,90	2,97	3,06	3,19	3,36	3,59	3,88
490	—	—	2,88	2,88	2,89	2,91	2,92	2,94	3,01	3,10	3,22	3,37	3,58	3,83
500	—	—	2,93	2,93	2,94	2,95	2,97	2,99	3,05	3,14	3,25	3,39	3,58	3,80
510	—	—	2,97	2,97	2,98	3,00	3,01	3,03	3,09	3,17	3,28	3,41	3,59	3,79
520	—	—	3,01	3,02	3,03	3,04	3,06	3,07	3,13	3,21	3,31	3,44	3,60	3,79
530	—	—	3,06	3,06	3,07	3,09	3,10	3,12	3,18	3,25	3,35	3,47	3,62	3,79
540	—	—	3,10	3,11	3,12	3,13	3,15	3,16	3,22	3,29	3,38	3,50	3,64	3,80
550	—	—	3,15	3,16	3,16	3,18	3,19	3,21	3,26	3,33	3,42	3,53	3,66	3,81
560	—	—	3,20	3,20	3,21	3,22	3,24	3,25	3,31	3,37	3,46	3,56	3,68	3,82
570	—	—	3,24	3,25	3,26	3,27	3,28	3,30	3,35	3,41	3,50	3,59	3,71	3,84
580	—	—	3,29	3,29	3,30	3,31	3,33	3,34	3,39	3,46	3,53	3,63	3,74	3,86
590	—	—	3,33	3,34	3,35	3,36	3,37	3,39	3,43	3,50	3,57	3,66	3,77	3,88
600	—	—	3,39	3,40	3,41	3,42	3,43	3,44	3,48	3,54	3,61	3,70	3,80	3,90
650	—	—	3,64	3,65	3,66	3,67	3,68	3,69	3,73	3,79	3,86	3,94	4,02	4,11
700	—	—	3,90	3,91	3,92	3,93	3,94	3,95	3,99	4,05	4,12	4,20	4,28	4,35

Таблица 9 [Л. 2]

Физические характеристики водяного пара при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ $кг/м^3$
100	20,4	1,22	1,06	19,4	0,502	1,28	6,92	0,588
200	28,8	1,62	0,94	30,6	0,472	1,30	13,2	0,464
300	38,0	2,04	0,91	44,3	0,481	1,29	20,6	0,384
400	48,1	2,48	0,90	60,5	0,495	1,28	29,8	0,326
500	58,8	2,92	0,90	78,8	0,510	1,27	40,6	0,284
600	70,3	3,38	0,89	99,8	0,527	1,26	53,1	0,252
700	82,2	3,86	0,90	122	0,543	1,25	67,0	0,226
800	94,8	4,34	0,91	147	0,560	1,25	82,9	0,204
900	107	4,84	0,92	174	0,577	1,24	99,3	0,187
1000	121	5,34	0,92	204	0,593	1,23	119	0,172

Таблица 10 [Л. 12]

Теплоемкость c_p водяного пара при различных температурах и давлениях

p, $кГ/см^2$	t, °C	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	p, $кГ/см^2$	t, °C	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	p, $кГ/см^2$	t, °C	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$
20	214,2	0,736	60	279,85	1,065	80	335,3	0,854
	223,4	0,683		281,9	1,04		352,05	0,778
	233,4	0,647		282,0	1,038		380,4	0,7
	252,5	0,602		285,15	0,993			
	290,0	0,560		290,8	0,937	100	311,5	1,603
	317,2	0,541		294,7	0,9		311,75	1,59
	353,15	0,527		301,7	0,851		312,15	1,571
				308,65	0,808		312,7	1,550
40	252,2	0,910		313,75	0,785		312,9	1,545
	255,0	0,882		327,85	0,731		315,2	1,472
	262,9	0,822		340,3	0,697		315,3	1,471
	272,25	0,766		362,1	0,658		319,55	1,348
	289,25	0,696		373,0	0,638		328,3	1,176
	313,2	0,641		375,5	0,634		350,2	0,941
	314,0	0,635		379,8	0,629		375,25	0,808
	339,1	0,601						
	365,05	0,580	80	295,25	1,346	120	325,3	1,922
	370,9	0,578		297,3	1,292		326,4	1,859
				302,85	1,18		329,1	1,718
60	277,5	1,1		306,45	1,118		334,3	1,519
	278,2	1,09		313,7	1,023		353,3	1,139
	278,95	1,08		333,5	0,863		374,85	0,941
	279,5	1,067						

Таблица 11 [Л. 2]

Теплопроводность снега и льда

Снег ($t = 0°$ C)

γ, *кг/м³*	150	200	300	400	500	600	800
λ, *ккал/м час·град*	0,10	0,13	0,20	0,29	0,40	0,55	1,1

Лед

t, °C	0	—20	—40	—60	—80	—100	—120
γ, *кг/м³*	917	920	922	924	926	928	929
λ, *ккал/м час·град*	1,9	2,1	2,3	2,5	2,7	3,0	3,3

Таблица 12 [Л. 2]

Упругость пара (p) твердой и жидкой тяжелой воды (D_2O) при различных температурах

t, °C	p *кГ/см²*	t, °C	p *кГ/см²*	t, °C	p *кГ/см²*
0,0	0,00480	70,0	0,2843	170	7,707
1,0	0,00517	80,0	0,4363	180	9,788
2,0	0,00564	90,0	0,6520	190	12,29
3,0	0,00612	100,0	0,950	200	15,26
3,82	0,00664	101,43	1,000	210	18,77
10,0	0,01025	110	1,353	220	22,87
20,0	0,0200	120	1,888	230	27,63
30,0	0,0368	130	2,584	240	33,17
40,0	0,0647	140	3,474	371,5[1]	218,6[1]
50,0	0,1100	150	4,596		
60,0	0,1797	160	5,993		

[1] Критические константы

Таблица 13 [Л. 2]

Физические характеристики тяжелой воды (D_2O)

а) Поверхностное натяжение.

Поверхностное натяжение D_2O при обычных температурах мало отличается от поверхностного натяжения H_2O при тех же температурах.

б) Теплоемкость жидкой тяжелой воды:

t, °C	c_p, *ккал/моль·град*	t, °C	c_p, *ккал/моль·град*
10	20,22	35	20,10
15	20,18	40	20,10
20	20,15	45	20,10
25	20,13	50	20,11
30	20,12		

в) Вязкость.

Отношение коэффициента вязкости D_2O к коэффициенту вязкости H_2O в газовой фазе при низких давлениях равняется (в соответствии с данными молекулярно-кинетической теории) квадратному корню из отношения их молекулярных весов

$$\left(\frac{M_{D_2O}}{M_{H_2O}}\right)^{1/2} = 1{,}05.$$

Отношение коэффициентов вязкости D_2O и H_2O в жидкой фазе:

t, °C	5	10	15	20	25	30	80	100	125
μ_{D_2O}/μ_{H_2O}	1,309	1,286	1,267	1,249	1,232	1,215	1,164	1,154	1,146

г) Молекулярный вес.

По физической шкале $M = 20{,}0332$, а по химической шкале 20,2836.

д) Температура плавления.

При нормальном давлении $t_{пл} = 3{,}82°$ С.

При повышении давления изменение температуры плавления определяется из равенства:

$$\frac{(dT/dp)_{D_2O}}{(dT/dp)_{H_2O}} = 0{,}935.$$

е) Температура кипения.

$t_{кип}$ чистой тяжелой воды при $p = 1$ *кГ/см*^{2} равна 101,43° С.

Теплота испарения r [*ккал/моль*] при различных температурах:

t, °C	r_{D_2O}	$\frac{r_{D_2O}}{r_{H_2O}}$	t, °C	r_{D_2O}	$\frac{r_{D_2O}}{r_{H_2O}}$
3,82	11 109	1,038	120	9669	1,020
10	11 005	1,034	140	9335	1,018
25	10 846	1,031	160	9107	1,016
40	10 645	1,028	180	8798	1,015
60	10 412	1,026	200	8466	1,014
80	10 174	1,023	220	8104	1,013
100	9 927	1,021			

Теплота плавления D_2O составляет 1515±10 *ккал/моль* (теплота плавления H_2O — 1436 *ккал/моль*).

Таблица 14 [Л. 2]

Основные физические характеристики газов

Вещество	Химическая формула	Молекулярный вес M	Удельный вес $\gamma_{0,760}$ кг/нм³	Плотность относительно воздуха	Объем моля, нм³/моль	Температуры кипения $t_{кип}$, °С	Температуры плавления $t_{пл}$, °С	Температуры критическая $t_{кр}$, °С	Критическое давление $p_{кр}$ кГ/см²	Удельный вес при $p_{кр}$ и $t_{кр}$ $\gamma_{кр}$, кг/м³
Азот (элементарн.)	N_2	28,016	1,2505	0,9673	22,4	—195,81	—210,02	—147,0	34,6	311
Аммиак	NH_3	17,031	0,7714	0,6967	22,08	—33,4	—77,7	132,3	115,0	235
Аргон	Ar	39,944	1,7839	1,3799	22,39	—185,9	—189,3	—122	49,6	531
Ацетилен	C_2H_2	26,04	1,1709	0,9057	22,22	—83,6	—81	35,7	63,7	231
Ацетон	C_3H_6	58,08	(2,595)	2,005	(22,41)	56,1	—94,3	235,5	48,1	273
Водород	H_2	2,0156	0,08987	0,06952	22,43	—252,78	—259,2	—239,9	13,2	31
Воздух (сухой)		28,96	1,2928	1,000	22,4	—193	—213	—140,7	38,4	310
Гелий	He	4,003	0,1785	0,1381	22,42	—268,93	—	—267,9	2,33	69,3
Двуокись углерода	CO_2	44,01	1,9768	1,5291	22,26	—78,48	—56	31,04	75,28	468
Дихлорметан	CH_2Cl_2	84,94	(3,79)	2,93	(22,41)	—40	—96,5	245	45,4	—
Закись азота	N_2O	44,016	1,9780	1,53	22,05	—88,7	—90,8	36,5	74,1	457
Иодистый водород	HJ	127,93	5,789	4,478	22,1	—36	—51	150	83,7	—
Кислород	O_2	32,000	1,42895	1,1033	22,39	—182,97	—218,83	118,4	51,7	410
Метан	CH_4	16,04	0,7168	0,5545	22,36	—161,5	—182,5	—82,1	47,3	162
Метиловый спирт	CH_4O	32,04	1,426	1,103	22,47	64,51	—98	240	81,1	272
Неон	Ne	20,183	0,8999	0,6961	22,43	—246,1	—248,6	—228,7	27,8	484
Окись азота	NO	30,008	1,3402	1,0367	22,39	—152	—163,5	—93	66,1	52
Окись углерода	CO	28,01	1,2500	0,9669	22,40	—191,5	—205	—140	35,6	301
Сернистый ангидрид	SO_2	64,06	2,9263	2,2635	21,89	—10,0	—75,3	157,5	80,4	524
Серный ангидрид	SO_3	80,06	(3,575)	2,765	(22,41)	46	—16,8	218,2	86,6	633
Сероводород	H_2S	34,08	1,5392	1,1906	22,14	—60,4	—85,6	100,4	91,8	349
Фреон-11	CF_3Cl	137,4	(6,13)	4,74	(22,41)	23,65	—111	198,0	44,6	554
Фреон-12	CF_2Cl_2	120,92	5,510	4,262	21,95	—29,8	—155	111,5	40,0	555
Фреон-13	$CFCl_3$	114,47	(5,11)	3,95	(22,41)	—81,50	—181	28,75	39,4	581
Хлор	Cl_2	70,914	3,22	2,49	22,02	—33,95	—100,5	144	78,6	573
Этан	C_2H_6	30,07	1,356	1,049	22,16	—88,6	—183,6	32,3	49,8	203
Этиловый спирт	C_2H_6O	46,07	2,043	1,580	22,55	78,3	—114,5	243,1	65,1	276
Хлористый этил	C_2H_5Cl	64,52	(2,88)	2,225	(22,41)	12,2	—138,7	187,2	53,7	330

Таблица 15 [Л. 2]

Физические свойства одноатомных газов при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $ккал/кг \cdot град$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ, $кг/м^3$
				Аргон (Ar)				
0	14,2	2,15	0,663	11,8	0,124	1,67	6,41	1,784
100	18,2	2,75	0,661	20,6	0,124	1,67	11,2	1,305
200	22,0	3,28	0,653	31,2	0,124	1,67	17,2	1,030
300	25,7	3,76	0,640	43,4	0,124	1,67	24,4	0,850
400	29,2	4,19	0,628	56,7	0,124	1,67	32,6	0,724
500	32,6	4,61	0,619	72,0	0,124	1,67	42,0	0,627
600	33,9	4,95	0,604	87,0	0,124	1,67	51,9	0,558
				Гелий (He)				
0	123	1,91	0,684	105	1,243	1,67	55,2	0,1785
100	154	2,34	0,667	176	1,243	1,67	94,8	0,1305
200	183	2,75	0,660	270	1,243	1,67	143	0,1030
300	210	3,14	0,656	362	1,243	1,67	199	0,0850
400	237	3,50	0,648	474	1,243	1,67	263	0,0724
500	262	3,83	0,642	611	1,243	1,67	336	0,0627
600	286	4,11	0,631	723	1,243	1,67	412	0,0558

Таблица 16 [Л. 2]

Физические свойства двух- и трехатомных газов при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $ккал/кг \cdot град$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ, $кг/м^3$
				Азот (N_2)				
0	20,9	1,70	0,705	13,3	0,2461	1,402	6,89	1,250
100	27,1	2,11	0,678	22,5	0,2469	1,400	11,6	0,916
200	33,1	2,47	0,656	33,6	0,2491	1,394	18,3	0,723
300	38,6	2,82	0,652	46,4	0,2532	1,385	25,5	0,597
400	43,6	3,15	0,659	60,9	0,2584	1,375	33,3	0,508
500	48,0	3,46	0,672	76,9	0,2641	1,364	41,1	0,442
600	51,9	3,76	0,689	94,3	0,2697	1,355	49,1	0,392
700	55,2	4,04	0,710	113	0,2749	1,345	57,0	0,352
800	58,0	4,31	0,734	133	0,2796	1,337	65,4	0,318
900	60,3	4,59	0,762	154	0,2838	1,331	73,1	0,291
1000	62,2	4,84	0,795	177	0,2874	1,323	80,2	0,268
				Водород (H_2)				
0	148	0,852	0,688	93,0	3,3904	1,410	48,6	0,0899
100	189	1,05	0,677	157	3,4509	1,398	83,4	0,0657
200	227	1,23	0,666	233	3,4643	1,396	126	0,0519
300	264	1,41	0,655	323	3,4712	1,395	178	0,0428
400	299	1,57	0,644	423	3,4826	1,394	236	0,0364
500	333	1,72	0,640	534	3,5020	1,390	300	0,0317
600	367	1,87	0,635	656	3,5298	1,387	370	0,0281
700	398	2,01	0,637	785	3,5660	1,381	443	0,0252
800	430	2,15	0,638	924	3,6101	1,375	523	0,0228
900	461	2,28	0,640	1070	3,6572	1,369	603	0,0209
1000	491	2,42	0,644	1230	3,7063	1,361	688	0,0192
				Кислород (O_2)				
0	21,2	1,98	0,720	13,6	0,2185	1,397	6,80	1,429
100	28,3	2,46	0,686	23,1	0,2230	1,385	12,1	1,05
200	35,0	2,91	0,674	34,6	0,2300	1,370	15,6	0,826
300	41,3	3,31	0,673	47,8	0,2376	1,353	25,4	0,682
400	47,3	3,70	0,675	62,8	0,2445	1,340	33,3	0,580
500	52,9	4,08	0,682	79,6	0,2504	1,364	42,0	0,504

600	58,0	4,44	0,689	97,8	0,2553	1,321	50,8	0,447
700	62,6	4,79	0,700	117	0,2593	1,314	60,0	0,402
800	66,8	5,12	0,710	138	0,2627	1,307	70,0	0,363
900	70,5	5,45	0,725	161	0,2656	1,304	79,7	0,333
1000	73,8	5,76	0,738	184	0,2682	1,300	90,0	0,306
				Воздух (сухой)				
0	21,0	1,75	0,707	13,3	0,240	1,400	6,76	1,293
100	27,6	2,23	0,688	23,0	0,241	1,397	12,1	0,946
200	33,8	2,65	0,680	34,8	0,245	1,390	18,4	0,747
300	39,6	3,03	0,674	48,2	0,250	1,378	25,7	0,616
400	44,8	3,37	0,678	63,0	0,255	1,366	33,5	0,524
500	49,4	3,69	0,687	79,3	0,261	1,357	41,5	0,456
600	53,6	3,99	0,699	96,8	0,266	1,345	49,9	0,404
700	57,7	4,26	0,706	115	0,271	1,337	58,7	0,363
800	61,7	4,52	0,713	135	0,276	1,330	68,2	0,328
900	65,6	4,76	0,717	155	0,280	1,325	77,8	0,301
1000	69,4	5,00	0,719	178	0,283	1,320	88,8	0,276
				Окись углерода (CO)				
0	20,0	1,69	0,740	13,3	0,2483	1,400	6,46	1,250
100	25,9	2,11	0,718	22,6	0,2495	1,397	11,3	0,916
200	31,4	2,49	0,708	33,9	0,2528	1,389	17,9	0,723
300	36,6	2,85	0,709	47,0	0,2580	1,379	23,8	0,596
400	41,7	3,18	0,711	61,8	0,2641	1,367	31,1	0,508
500	46,5	3,51	0,720	78,0	0,2704	1,354	38,9	0,442
600	51,3	3,81	0,727	96,0	0,2763	1,344	47,4	0,392
700	55,9	4,12	0,706	115	0,2816	1,335	56,6	0,351
800	60,3	4,41	0,739	135	0,2862	1,329	66,7	0,317
900	64,9	4,69	0,740	157	0,2904	1,321	76,8	0,291
1000	69,3	4,97	0,744	180	0,2939	1,317	88,1	0,268
				Двуокись серы (SO_2)				
0	7,20	1,23	0,874	4,14	0,145	1,272	1,70	2,926
100	10,6	1,64	0,863	7,51	0,158	1,243	3,14	2,140
200	14,3	2,04	0,856	11,8	0,170	1,223	4,48	1,690
300	18,2	2,43	0,848	17,1	0,180	1,207	7,25	1,395
400	22,2	2,81	0,834	23,3	0,187	1,198	10,0	1,187
500	26,4	3,19	0,822	30,4	0,193	1,191	13,2	1,033
600	30,8	3,57	0,806	38,3	0,197	1,187	17,0	0,916
700	35,3	3,94	0,788	46,8	0,200	1,184	21,5	0,892
800	39,8	4,30	0,774	56,5	0,203	1,179	26,4	0,743
900	44,6	4,66	0,755	66,8	0,205	1,177	32,0	0,681
1000	49,5	5,02	0,740	78,3	0,207	1,175	38,2	0,626

Таблица 17 [Л. 2]

Физические свойства многоатомных газов при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^5$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $ккал/кг \cdot град$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ. $кг/м^3$
				Аммиак (NH_3)				
0	18,1	0,954	0,908	12,2	0,488	1,31	4,81	0,7714
100	29,2	1,33	0,852	23,2	0,530	1,28	9,78	0,564
200	42,0	1,70	0,818	38,0	0,573	1,26	16,5	0,445
300	56,3	2,10	0,812	56,4	0,617	1,24	24,8	0,368
400	72,2	2,48	0,796	78,7	0,656	1,22	35,1	0,313
500	89,1	2,87	0,793	105	0,697	1,20	47,0	0,272
600	107	3,26	0,792	134	0,736	1,19	60,6	0,241
700	127	3,67	0,791	168	0,775	1,18	75,8	0,217
800	147	4,06	0,793	205	0,813	1,17	92,7	0,196
900	169	4,5	0,798	247	0,849	1,16	111	0,179
1000	191	4,88	0,800	291	0,886	1,15	131	0,165
				Ацетон (C_3H_6O)				
0	8,36	0,70	0,886	—	0,300	1,130	—	—
100	14,9	0,96	0,840	5,07	0,367	1,103	2,18	1,87
200	23,1	1,23	0,806	8,22	0,427	1,086	3,68	1,47
300	33,2	1,50	0,774	12,1	0,483	1,076	5,64	1,22
400	44,8	1,77	0,743	16,9	0,534	1,067	8,15	1,03
500	58,0	2,04	0,720	22,3	0,580	1,062	11,1	0,901
600	72,8	2,32	0,695	28,3	0,618	1,059	14,7	0,799
				Бензол (C_6H_6)				
0	7,93	0,712	0,716	—	0,2253	1,127	—	—
100	14,9	0,735	0,554	3,74	0,3189	1,086	1,84	2,55
200	24,2	1,233	0,719	5,99	0,4003	1,067	3,01	2,01
300	35,8	1,493	0,688	8,80	0,4673	1,057	4,62	1,66
400	49,5	1,754	0,652	12,1	0,5213	1,050	6,7	1,41
500	65,7	2,015	0,614	15,9	0,5659	1,047	9,44	1,23
600	82,8	2,275	0,585	20,4	0,6029	1,044	12,6	1,09
				Толуол (C_7H_8)				
0	11,10	0,674	0,748	—	0,246	1,097	—	—
100	—	0,903	—	—	0,337	1,068	—	—
200	—	1,123	—	4,65	0,418	1,054	—	2,38

300	—	1,35	—	6,75	0,489	1,045	—	1,95
400	—	1,57	—	9,23	0,548	1,040	—	1,667
500	—	1,78	—	12,0	0,598	1,036	—	1,45
600	—	2,00	—	15,3	0,638	1,034	—	1,28
			Четыреххлористый углерод (CCl_4)					
0	5,15	0,942	0,802	—	0,1242	1,116	—	—
100	7,51	1,255	0,828	2,45	0,1404	1,101	1,06	5,02
200	10,0	1,56	0,816	3,86	0,1482	1,095	1,70	3,97
300	12,6	1,86	0,796	5,59	0,1530	1,092	2,52	3,25
400	15,3	2,16	0,776	7,64	0,1562	1,090	3,51	2,79
500	18,2	2,45	0,758	9,96	0,1593	1,088	4,72	2,42
600	21,1	2,74	0,741	12,6	0,1614	1,087	6,08	2,15
			Этиловый эфир ($C_4H_{10}O$)					
0	11,2	0,699	0,766	—	0,344	1,084	—	—
100	19,6	0,946	0,748	3,83	0,440	1,065	1,844	2,42
200	30,3	1,19	0,736	6,12	0,531	1,053	2,990	1,91
300	43,0	1,43	0,727	8,92	0,618	1,045	4,42	1,57
400	57,9	1,68	0,720	12,2	0,703	1,039	6,14	1,34
500	74,3	1,92	0,714	16,1	0,782	1,036	8,14	1,17
600	93,0	2,16	0,716	20,5	0,862	1,032	10,4	1,03

Таблица 18 [Л. 2]

Теплоемкость c_p воздуха при различных температурах и давлениях, *ккал/кг·град*

p, *кГ/см²*	t, °C												
	—100	—75	—50	—25	0	25	50	75	100	150	200	250	280
1	0,2385	0,2390	0,2394	0,2399	0,2405	0,2410	0,2415	0,2419	0,2424	0,2434	0,2443	0,2453	0,2458
20	0,2757	0,2630	0,2556	0,2514	0,2492	0,2487	0,2480	0,2475	0,2470	0,2466	0,2463	0,2468	0,2471
60	—	0,3184	0,2883	0,2744	0,2656	0,2657	0,2603	0,2581	0,2562	0,2532	0,2512	0,2500	0,2492
100	—	0,3940	0,3264	0,2979	0,2838	0,2760	0,2717	0,2681	0,2650	0,2602	0,2565	0,2536	0,2519
140	—	0,4427	0,3561	0,3171	0,2985	0,2873	0,2816	0,2767	0,2725	0,2658	0,2607	0,2566	0,2544
180	—	—	0,3747	0,3317	0,3093	0,2960	0,2898	0,2840	0,2790	0,2707	0,2644	0,2596	0,2569
220	—	—	0,3780	0,3393	0,3183	0,3020	0,2956	0,2893	0,2838	0,2748	0,2678	0,2622	0,2593

Таблица 18а [Л. 16]

Средние теплоемкости воздуха и газов от 0 до t °С, *ккал/нм³·град*

t, °С	c_{CO_2}	c_{N_2}	c_{O_2}	c_{H_2O}	$c_{с.в}$	$c_в$
0	0,3821	0,3092	0,3119	0,3569	0,3098	0,3150
100	0,4061	0,3095	0,3147	0,3595	0,3106	0,3163
200	0,4269	0,3104	0,3189	0,3636	0,3122	0,3181
300	0,4449	0,3121	0,3239	0,3684	0,3146	0,3206
400	0,4609	0,3144	0,3290	0,3739	0,3174	0,3235
500	0,4750	0,3171	0,3339	0,3797	0,3207	0,3268
600	0,4875	0,3201	0,3384	0,3857	0,3240	0,3303
700	0,4988	0,3233	0,3426	0,3920	0,3274	0,3338
800	0,5090	0,3265	0,3463	0,3984	0,3306	0,3371
900	0,5181	0,3295	0,3498	0,4050	0,3338	0,3403
1000	0,5263	0,3324	0,3529	0,4115	0,3367	0,3433
1100	0,5338	0,3352	0,3557	0,4180	0,3395	0,3463
1200	0,5407	0,3378	0,3584	0,4244	0,3422	0,3490
1300	0,5469	0,3404	0,3608	0,4306	0,3447	0,3517
1400	0,5526	0,3427	0,3631	0,4366	0,3470	0,3542
1500	0,5578	0,3449	0,3653	0,4425	0,3492	0,3565
1600	0,5626	0,3470	0,3673	0,4481	0,3513	0,3587
1700	0,5671	0,3490	0,3693	0,4537	0,3532	0,3607
1800	0,5712	0,3508	0,3712	0,4589	0,3551	0,3625
1900	0,5750	0,3525	0,3730	0,4639	0,3568	0,3644
2000	0,5785	0,3541	0,3748	0,4688	0,3585	0,3661
2100	0,5818	0,3557	0,3764	0,4735	0,3600	0,3678
2200	0,5848	0,3571	0,3781	0,4779	0,3615	0,3693
2300	0,5876	0,3585	0,3797	0,4822	0,3629	0,3708
2400	0,5902	0,3598	0,3813	0,4864	0,3643	0,3722
2500	0,5926	0,3610	0,3828	0,4903	0,3655	0,3735

Таблица 19 [Л. 2]

Теплопроводность воздуха при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

p, *кГ/см²*	t, °С		
	20	100	180
1	221	263	311
100	239	265	314
200	328	323	351
300	390	371	660
400	434,5	404	418

Таблица 20 [Л. 2]

Теплопроводность водорода при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

p, *кГ/см²*	t, °С			
	15	100	200	300
1	1508	1818	2169	2520
100	1551	1840	2183	2530
200	1607	1877	2211	2554
300	1642	1896	2226	2568
400	1653	1909	2236	2572
500	1660	1917	2239	2576

Таблица 21 [Л. 2]

Теплопроводность азота при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

p, *кГ/см²*	t, °С						
	15	25	50	75	100	200	300
1	216	227	233	253	265	317	371
100	243	281	283	292	274	323	373
200	313,5	352	350	350	326,5	354	395

Продолжение табл. 21

p, кГ/см²	t, °C						
	15	25	50	75	100	200	300
300	374	428	414	407	378	392	425,5
400	406	495	474	463	405	414	444
500	459	556	535	518	455	457	481
600	—	616	592	570	—	—	—
700	—	666	640	618	—	—	—
800	—	712	687	663	—	—	—
900	—	760	734	705	—	—	—
1000	—	804	772	743	—	—	—
1100	—	844	810	780	—	—	—
1200	—	883	846	817	—	—	—
1300	—	922	883	854	—	—	—
1400	—	961	920	889	—	—	—
1500	—	1000	956	925	—	—	—
1600	—	1034	992	959	—	—	—
1700	—	1068	1026	994	—	—	—
1800	—	1103	1060	1027	—	—	—
1900	—	1139	1094	1060	—	—	—
2000	—	1174	1126	1092	—	—	—
2100	—	—	1158	1122	—	—	—
2200	—	—	1189	1153	—	—	—
2300	—	—	—	1182	—	—	—
2400	—	—	—	1212	—	—	—
2500	—	—	—	1240	—	—	—

Таблица 22 [Л. 2]

Теплопроводность гелия, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*, при $t = 43°$ С и различных давлениях

p, кГ/см²	λ	p, кГ/см²	λ
1	1340	120	1412
10	1345	130	1418
20	1352	140	1424
30	1357	150	1430
40	1363	160	1436
50	1370	170	1442
60	1375	180	1448
70	1382	190	1454
80	1387	200	1460
90	1393	210	1467
100	1400	220	1474
110	1406		

Таблица 23 [Л. 2]

Теплопроводность аргона, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*, при $t = 41°$ С и различных давлениях

p, кГ/см²	λ	p, кГ/см²	λ
1	161	110	204
10	166	120	208
20	169	130	213
30	172	140	217
40	174	150	222
50	176	160	226
60	180	170	230
70	183	180	236
80	188	190	241
90	194	200	246
100	199		

Таблица 24 [Л. 2]

Вязкость азота при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^7$ *г/см·сек* (пуазы)

p, кГ/см²	t, °C							
	0	25	50	75	100	150	200	250
1	1665	1765	1880	1985	2090	2280	2460	2635
20	1695	1800	1905	2010	2115	2300	2480	2650
50	1755	1860	1955	2050	2155	2335	2505	2670
100	1900	1990	2055	2145	2230	2395	2565	2720

Продолжение табл. 24

p, кГ/см²	t, °C							
	0	25	50	75	100	150	200	250
150	2085	2140	2175	2245	2325	2470	2625	2775
200	2310	2305	2315	2360	2430	2560	2695	2825
300	2755	2680	2640	2655	2685	2750	2845	2940
400	3185	3075	2995	2965	2960	2960	3000	—
500	3625	3460	3335	3270	3235	3175	3155	—
600	4050	3850	3670	3570	3505	3385	3310	—
700	—	4225	3995	3865	3775	3590	3460	—
800	—	4580	4325	4165	4030	3790	3610	—

Таблица 25 [Л. 2]

Вязкость водорода при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^7$ *г/см·сек* (пуазы)

p, кГ/см²	t, °C						
	15	25	50	100	150	200	250
1	866	866	934,5	1030	1125	1210	1295
50	875	895	943	1040	1130	1215	1300
100	885	905	952	1050	1140	1220	1305
200	910	931	977	1070	1155	1235	1315
300	943	960	1005	1090	1175	1250	1330
400	975	994	1035	1115	1195	1265	1340
500	1010	1030	—	1140	1215	1283	1355
600	1050	—	—	1165	1235	1300	1370
800	1120	—	—	1220	1280	1335	1400

Таблица 26 [Л. 2]

Вязкость воздуха при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^7$ *г/см·сек* (пуазы)

p, кГ/см²	t, °C					
	0	16	25	50	90	100
1	1720	1795	1837	1955	2135	2180
20	1753	1825	1865	1980	2170	2202
50	1815	1885	1922	2032	2200	2240
100	1970	2025	2060	2150	2298	2335
150	2165	2195	2215	2280	2390	2420
200	2370	2385	2395	2435	2510	2530
250	2605	2590	2590	2600	2640	2650
300	2860	2815	2800	2780	2800	2810

Таблица 27 [Л. 2]

Вязкость кислорода при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^7$ *г/см·сек* (пуазы)

p, кГ/см²	t, °C			p, кГ/см²	t, °C		
	16	50	100		16	50	100
1	1998	2180	2435	300	3220	—	—
20	2024	2210	2460	400	3770	—	—
50	2094	2270	2505	500	4330	—	—
100	2250	2395	2605	600	4860	—	—
150	2450	2555	2725	700	5390	—	—
200	2690	—	—				

Таблица 28 [Л. 2]

Вязкость окиси углерода при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^7$ *г/см·сек* (пуазы)

p, *кГ/см²*	t, °C						
	0	25	50	100	150	200	250
1	1660	1765	1870	2075	2270	2450	2625
20	1690	1795	1900	2105	2290	2470	2645
50	1750	1860	1945	2145	2320	2500	2670
100	1895	1990	2050	2225	2335	2560	2715
150	2080	2140	2175	2320	2465	2620	2765
200	2300	2305	2315	2430	2550	2690	2815
300	2740	2680	2640	2680	2750	2840	2925
400	3175	3065	2985	2950	2955	2995	3035
500	3600	3450	3330	3225	3165	3150	3160
600	4015	3825	3660	3480	3375	3340	—
800	4825	4550	4300	4010	3770	3690	—

Таблица 29 [Л. 2]

Физические свойства двуокиси углерода при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ $кг/м^3$
0	12,6	1,43	0,780	7,09	0,1946	1,301	3,28	1,9767
100	19,6	1,86	0,733	12,6	0,2182	1,230	6,21	1,447
200	26,6	2,28	0,715	19,2	0,2371	1,235	9,83	1,143
300	33,6	2,69	0,712	27,3	0,2524	1,217	14,1	0,944
400	40,6	3,08	0,709	33,7	0,2652	1,205	19,1	0,802
500	47,2	3,46	0,713	47,2	0,2758	1,195	24,6	0,698
600	53,4	3,84	0,723	58,3	0,2847	1,188	30,8	0,618
700	59,2	4,19	0,730	71,4	0,2921	1,180	36,6	0,555
800	64,6	4,55	0,741	85,3	0,2984	1,177	43,2	0,502
900	69,6	4,91	0,757	100	0,3037	1,174	49,9	0,460
1000	74,2	5,25	0,770	116	0,3081	1,171	56,9	0,423

Таблица 30 [Л. 2]

Термодинамические свойства двуокиси углерода на линии насыщения

t, °C	p кГ/см²	v' л/кг	v'' м³/кг	i' ккал/кг	i'' ккал/кг
		Твердая фаза — пар			
—100	0,142	0,627	2,336	10,9	150,7
—90	0,379	0,632	0,920	13,6	152,2
—80	0,914	0,639	0,398	16,4	153,5
—70	2,02	0,647	0,1854	19,6	154,5
—60	4,18	0,657	0,0912	23,7	155,1
—56,6	5,28	0,661	0,0722	25,2	155,1
		Жидкость — пар			
—56,6	5,28	0,849	0,0722	72,0	155,1
—50	6,97	0,867	0,0554	75,0	155,6
—40	10,25	0,897	0,0382	79,6	156,2
—30	14,55	0,931	0,0270	84,2	156,6
—20	20,06	0,971	0,0195	88,9	156,7
—10	26,99	1,019	0,01419	94,1	156,6
0	35,54	1,081	0,01038	100,0	156,1
+10	45,95	1,166	0,00752	106,5	154,6
+20	58,46	1,298	0,00526	114,0	151,1
+30	73,44	1,677	0,00299	125,9	141,0
+31,04	75,28	2,138	0,00214	133,5	133,5

Таблица 31 [Л. 2]

Теплоемкость c_p двуокиси углерода при различных температурах и давлениях, *ккал/кг·град*

p, кГ/см²	t, °C									
	0	50	100	150	200	300	400	500	600	700
1	0,1973	0,2090	0,2193	0,2285	0,2374	0,2525	0,2653	0,2759	0,2849	0,2925
5	0,2084	0,2145	0,2224	0,2308	0,2388	0,2534	0,2657	0,2763	0,2852	0,2927
10	0,2244	0,2218	0,2267	0,2333	0,2405	0,2544	0,2664	0,2767	0,2855	0,2930
20	0,2680	0,2385	0,2353	0,2386	0,2441	0,2562	0,2676	0,2775	0,2861	0,2934
30	—	0,2590	0,2451	0,2443	0,2481	0,2580	0,2690	0,2785	0,2867	0,2938
40	—	0,2853	0,2566	0,2504	0,2517	0,2597	0,2703	0,2796	0,2873	0,2942
50	—	0,3213	0,2703	0,2571	0,2558	0,2620	0,2715	0,2805	0,2880	0,2947
100	—	1,2700	0,3621	0,2965	0,2786	0,2731	0,2779	0,2850	0,2913	0,2973
200	—	—	0,5589	0,3893	0,3270	0,2934	0,2905	0,2925	0,2963	0,3020
300	—	—	0,4550	0,4290	0,3629	0,3107	0,3007	0,2989	0,3023	0,3054
400	—	—	—	0,4016	0,3750	0,3260	0,3094	0,3058	0,3069	0,3095
500	—	—	—	0,3852	0,3694	0,3345	0,3162	0,3115	0,3107	0,3128

Таблица 32 [Л. 2]

Теплопроводность двуокиси углерода при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

(по уравнениям: $\lambda_p = \lambda_{t1} + 1{,}34 \cdot 10^{-5}\gamma^{1{,}25}$ при $\gamma \leqslant 750$ *кг/м³*;

$\lambda_p = \lambda_{t1} + 1 \cdot 10^{-7}\gamma^{2{,}0}$ при $\gamma > 750$ *кг/м³*)

p, *кГ/см²*	t, °C																
	0	10	20	30	40	50	60	80	100	125	150	175	200	300	400	500	600
1	126	132	139	145	152	159	167	182	196	216	233	249	266	336	406	472	534
20	140	146	153	158	166	170	178	192	206	225	241	256	272	341	410	475	537
40	983	178	180	181	185	190	196	208	220	237	252	265	280	348	416	480	541
60	990	880	232	219	218	219	221	228	237	252	265	276	290	356	422	485	545
80	996	899	789	600	301	271	260	255	261	271	282	290	302	365	429	491	550
100	1020	935	848	735	547	375	317	292	287	292	299	307	316	375	437	497	556
120	1050	960	877	785	634	501	415	349	325	318	320	324	331	385	445	504	561
140	1070	990	910	832	745	587	509	413	368	346	342	342	348	396	453	511	567
160	1090	1010	940	865	782	641	585	472	409	378	365	362	367	406	461	517	572
180	1110	1040	968	916	816	728	623	524	452	410	390	381	385	418	469	524	578
200	1130	1060	993	928	846	764	672	567	492	434	408	404	405	429	478	531	584
250	1180	1110	1050	985	919	839	768	648	579	520	480	458	450	460	502	551	600
300	1220	1160	1100	1040	969	909	843	702	641	588	540	508	491	488	523	568	615

Таблица 33 [Л. 2]

Вязкость двуокиси углерода при различных температурах и давлениях, $\mu \cdot 10^6$ *г/см·сек* (пуазы)

(по уравнению: $\mu_p = \mu_{t1} + 5{,}25 \cdot 10^{-3} \gamma^{1{,}7}$ для $\gamma \leqslant 0{,}63$ *г/см*³)

p, *кГ/см*²	*t*, °C																
	0	10	20	30	40	50	60	80	100	125	150	175	200	300	400	500	600
1	140	144	148	152	157	161	165	174	183	194	204	214	224	264	302	339	376
20	143	147	151	155	159	163	167	176	185	192	200	208	225	265	303	339	376
40	—	157	159	162	166	169	173	180	188	196	203	211	227	266	304	340	377
60	—	—	—	185	183	182	184	189	196	202	208	214	231	269	305	342	378
80	—	—	—	—	242	212	205	203	206	210	215	220	236	272	308	343	380
100	—	—	—	—	451	297	245	223	220	220	223	228	242	276	310	345	381
120	—	—	—	—	—	421	286	247	241	234	234	236	249	280	314	348	383
140	—	—	—	—	—	—	366	299	268	250	246	244	257	285	317	351	385
160	—	—	—	—	—	—	444	349	298	271	276	258	267	290	320	353	388
180	—	—	—	—	—	—	—	386	332	292	277	270	276	296	324	356	390
200	—	—	—	—	—	—	—	440	368	318	295	284	288	302	329	359	392
250	—	—	—	—	—	—	—	—	446	381	344	324	319	320	341	368	399
300	—	—	—	—	—	—	—	—	529	438	393	362	352	339	354	379	407

Таблица 34 [Л. 2]

Физические характеристики углеводородов метанового ряда (C_nH_{2n+2}) при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$, $м^2/сек$	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$, $м^2/час$	γ, $кг/м^3$
				Метан (CH_4)				
0	26,4	1,06	0,734	14,5	0,5172	1,314	7,13	0,7168
100	40,0	1,35	0,698	25,1	0,5848	1,268	13,0	0,525
200	54,8	1,62	0,700	38,2	0,6704	1,225	19,8	0,414
300	70,8	1,87	0,707	53,5	0,7584	1,193	27,3	0,342
400	87,7	2,11	0,717	71,0	0,8430	1,171	35,8	0,291
500	105	2,34	0,726	90,8	0,9210	1,155	45,1	0,253
600	124	2,57	0,726	113	0,9979	1,141	55,8	0,224
				Этан (C_2H_6)				
0	16,3	0,877	0,746	6,41	0,3934	1,202	3,09	1,342
100	27,4	1,16	0,738	11,6	0,4928	1,154	5,64	0,983
200	40,8	1,44	0,741	18,2	0,5947	1,124	8,85	0,776
300	56,2	1,71	0,736	26,2	0,6854	1,105	12,8	0,640
400	73,5	1,97	0,726	35,6	0,7676	1,095	17,5	0,545
500	92,8	2,24	0,715	46,4	0,8405	1,085	23,3	0,474
600	114	2,50	0,701	58,5	0,9045	1,077	30,1	0,420
				Пропан (C_3H_8)				
0	13,1	0,765	0,762	3,81	0,3701	1,138	1,80	1,967
100	22,6	1,02	0,768	6,94	0,4817	1,102	3,26	1,44
200	34,5	1,27	0,763	10,9	0,5871	1,083	5,17	1,14
300	48,3	1,51	0,748	15,8	0,6770	1,070	7,61	0,939
400	64,3	1,75	0,727	21,6	0,7550	1,062	10,7	0,799
500	82,2	1,98	0,700	28,2	0,8237	1,057	14,4	0,694
600	102,0	2,22	0,678	35,6	0,8831	1,053	18,8	0,616
				Бутан (C_4H_{10})				
0	11,4	0,697	0,821	2,63	0,3802	1,097	1,16	2,593
100	20,2	0,944	0,798	4,87	0,4842	1,075	2,20	1,90
200	31,4	1,19	0,784	7,78	0,5865	1,061	3,57	1,50
300	44,6	1,43	0,761	11,3	0,6721	1,052	5,37	1,24
400	60,0	1,67	0,734	15,6	0,7474	1,046	7,64	1,05
500	77,6	1,91	0,706	20,5	0,8131	1,043	10,4	0,916
600	97,2	2,15	0,679	26,1	0,8704	1,040	13,7	0,812
				Пентан (C_5H_{12})				
0	10,6	0,648	0,821	—	0,3805	1,077	—	—
100	18,9	0,882	0,796	3,67	0,4836	1,060	1,66	2,355
200	29,3	1,11	0,781	5,90	0,5846	1,049	2,69	1,86
300	41,8	1,35	0,763	8,62	0,6686	1,042	4,08	1,54
400	56,3	1,58	0,735	11,8	0,7422	1,037	5,81	1,31
500	72,8	1,81	0,708	15,6	0,8066	1,035	7,96	1,14
600	91,2	2,05	0,684	19,9	0,8623	1,031	10,5	1,01

Продолжение табл. 34

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$, $м^2/сек$	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$, $м^2/час$	γ, $кг/м^3$
Гексан (C_6H_{14})								
0	9,66	0,602	0,841	—	0,3327	1,053	—	—
100	17,4	0,831	0,814	2,80	0,4332	1,050	12,8	2,813
200	27,5	1,06	0,796	4,63	0,5837	1,040	21,2	2,220
300	39,5	1,29	0,769	6,92	0,6666	1,035	32,4	1,833
400	53,7	1,52	0,738	9,60	0,7339	1,031	46,6	1,560
500	69,8	1,76	0,732	12,7	0,822	1,029	62,7	1,355
600	88,2	1,99	0,682	16,2	0,8567	1,027	85,7	1,202
Гептан (C_7H_{16})								
0	9,20	0,550	0,812	—	0,3846	1,053	—	—
100	16,6	0,764	0,784	2,28	0,4824	1,042	10,5	3,27
200	26,2	0,981	0,771	3,72	0,5830	1,035	17,4	2,58
300	37,6	1,20	0,749	5,51	0,6651	1,030	26,6	2,13
400	51,1	1,42	0,722	7,68	0,7364	1,027	38,4	1,81
500	66,5	1,64	0,695	10,1	0,7991	1,025	52,6	1,58
600	84,0	1,87	0,670	13,0	0,8526	1,023	70,4	1,40
Октан (C_8H_{18})								
0	8,40	0,503	0,816	—	0,3856	1,046	—	—
100	15,2	0,692	0,776	1,82	0,4327	1,037	8,46	3,73
200	23,9	0,882	0,759	2,94	0,5825	1,030	13,9	2,945
300	34,4	1,07	0,729	4,32	0,6640	1,026	21,3	2,43
400	46,7	1,26	0,700	5,96	0,7343	1,023	30,7	2,07
500	60,7	1,46	0,677	7,88	0,7968	1,022	42,3	1,80
600	76,7	1,65	0,646	10,1	0,8496	1,020	56,8	1,59

Таблица 35 [Л. 2]

Теплопроводность метана при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

t, °C	p, $кГ/см^2$					
	1	100	200	300	400	500
0	264	365	540	630	680	700
100	400	430	540	610	650	670

Таблица 35 [Л. 14]

Термодинамические свойства этана (C_2H_6) на линии насыщения

t °C	p кГ/см²	Удельный объем: жидкость v' м³/кг	Удельный объем: пар v'' м³/кг	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплота парообразования r ккал/кг
—100	0,5354	0,001789	888,8	558,9	1,125	119,55
— 90	0,9596	0,001825	517,7	547,9	1,935	116,32
— 80	1,606	0,001863	320,9	536,7	3,116	112,94
— 70	2,549	0,001905	208,4	525	4,798	109,39
— 60	3,861	0,001951	140,9	612,5	7,097	105,65
— 50	5,626	0,002003	98,32	499,3	10,17	101,68
— 40	7,929	0,002062	70,46	485,0	14,19	97,24
— 30	10,86	0,002128	51,53	470,0	19,41	92,12
— 20	14,51	0,002209	38,30	452,6	26,11	86,36
— 10	18,96	0,002305	28,79	433,9	34,73	79,79
0	24,32	0,002429	21,75	411,7	45,98	72,44
10	30,75	0,002537	16,13	386,5	62,0	63,10
20	38,49	0,002856	11,43	350,2	87,49	50,21
30	48,0	0,00349	7,06	281,0	142,0	27,01
32,1 (крит.)	30,3	0,00470	4,70	213,0	213,0	0

Таблица 37 [Л. 5]

Физические свойства пропана (C_3H_8) на линии насыщения

p, кГ/см²	t, °C	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплопроводность λ ккал/м·час·град	Вязкость $\mu \cdot 10^8$ кг·сек/м²	Теплоемкость жидкости c_p ккал/кг·град	Поверхностное натяжение σ кГ/м	Теплота парообразования r ккал/кг
11,95	33,9	481	26,35	0,1115	8,96	0,603	0,000602	76
17,25	51,1	449	39,75	0,1087	7,75	0,653	0,000406	63,3
20,75	60,0	434	43,5	0,1071	6,30	0,666	0,000310	68,4
26,4	71,7	407,5	67,6	0,1041	6,01	0,684	0,000196	54,5
38,4	83,9	359	93,5	0,1029	4,69	0,703	0,0000909	41,9

Таблица 38 [Л. 5]

Зависимость давления от температуры для пропана на линии насыщения

t °C	$p_{абс}$ кГ/см²	t °C	p кГ/см²	Примечание
—80	0,158	0	4,940	
—70	0,282	+10	6,626	Нормальная $t_{кип}$
—60	0,476	+20	8,708	При 760 мм —43,3° С
—50	0,707	+30	11,24	Критическая температура 95,6° С
—40	1,187	+40	14,28	Критическое давление 44,4 кГ/см²
—30	1,772	+50	17,30	Температура замерзания —189,9° С
—20	2,562	+60	22,07	
—10	3,802	+70	26,92	

Таблица 39 [Л. 5]

Физические свойства пентана (nC_5H_{12}) на линии насыщения

p кГ/см²	t'' °С	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплопроводность λ ккал/м·час·град	Вязкость $\mu \cdot 10^6$ кг·сек/м²	Теплоемкость жидкости c_p ккал/кг·град	Поверхностное натяжение σ кГ/м	Теплота парообразования r ккал/кг
1,035	36,2	606	3,0	0,1146	21,05	0,557	0,001458	80,5
1,55	48,3	600	4,33	0,113	19,3	0,566	0,001325	78,3
4,22	84,5	558	11,3	0,1086	15,07	0,596	0,000952	71,0
8,08	113,5	520	21,5	0,1057	11,95	0,614	0,000665	63,4
15,15	147,2	465	44,6	0,1012	9,05	0,648	0,000326	50,6
22,18	169,0	415	71,9	0,0984	7,46	0,666	0,0001385	40,7
29,18	186,5	362,5	114,1	0,0894	6,0	0,680	0,0000566	25,3

Таблица 40 [Л. 5]

Упругость паров пентана (nC_5H_{12}) на линии насыщения

t'' °С	p кГ/см²	t'' °С	p кГ/см²
—30	0,0516	+10	0,333
—20	0,0938	+30	0,831
—10	0,155	+50	1,62
0	0,2485	+80	3,72

Таблица 41 [Л. 5]

Физические свойства гептана (C_7H_{16}) на линии насыщения

p, кГ/см²	t кипения, °С	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплопроводность λ ккал/м·час·град	Вязкость $\mu \cdot 10^6$ кг·сек/м²	Теплоемкость жидкости c_p ккал/кг·град	Поверхностное натяжение σ кГ/м	Теплота парообразования r ккал/кг
0,464	70,1	641	1,5	0,116	25,75	0,589	0,00217	79,4
1,035	95,7	616	3,09	0,1148	20,85	0,625	0,00132	75,4
3,15	142,1	567	10,2	0,1089	13,10	0,690	0,000309	67,2
8,08	185,0	516	24,5	0,1041	9,18	0,763	0,000854	57,3
15,15	224,0	367	52,9	0,101	6,76	0,809	0,000276	44,1

Таблица 42 [Л. 5]

Физические свойства бензола (C_6H_6) на линии насыщения

p, кГ/см²	t'', °С	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплопроводность λ ккал/м·час·град	Вязкость $\mu \cdot 10^6$ кг·сек/м²	Поверхностное натяжение σ кГ/м	Теплоемкость жидкости c_p ккал/кг·град	Теплота парообразования r ккал/кг
1,036	80,6	817	2,76	0,1235	32,05	0,002161	0,464	93,6
3,52	124,5	761	8,54	0,1131	21,5	0,001621	0,511	85,4
8,08	165,1	713	19,0	0,1025	15,15	0,001143	0,556	76,6
18,6	214,3	656	46,0	0,0894	10,0	0,000609	0,606	63,9
32,6	254,9	546	99,1	0,0804	6,36	0,000235	0,647	46,2
45,4	281,5	439	182,0	0,0703	4,23	0,0000307	0,674	24,75

Таблица 43 [Л. 2]

Физические свойства паров спиртов ($C_nH_{2n+2}O$) при атмосферном давлении

t, °С	$\lambda \cdot 10^3$ ккал/м·час·град	$\mu \cdot 10^6$ кг·сек/м²	Pr	$\nu \cdot 10^6$, м²/сек	c_p ккал/кг·град	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ м²/час	γ кг/м³
Метиловый спирт (CH_4O)								
0	11,0	0,901	0,984	—	0,341	1,22	—	—
100	18,8	1,25	0,962	11,7	0,412	1,18	4,36	1,047
200	28,3	1,60	0,946	19,0	0,4765	1,15	7,19	0,827
300	39,4	1,95	0,934	28,1	0,536	1,13	10,8	0,682
400	52,0	2,30	0,924	39,0	0,591	1,12	15,2	0,580
500	66,0	2,66	0,914	51,7	0,643	1,11	20,3	0,505
600	81,3	3,02	0,906	66,2	0,693	1,10	26,3	0,446
Этиловый спирт (C_2H_6O)								
0	11,1	0,800	0,811	—	0,320	1,16	—	—
100	19,8	1,10	0,796	7,21	0,403	1,12	3,26	1,49
200	30,2	1,40	0,786	11,7	0,480	1,10	5,34	1,18
300	43,0	1,70	0,777	17,2	0,554	1,08	7,96	0,974
400	57,4	2,01	0,769	23,8	0,624	1,08	11,1	0,828
500	73,8	2,31	0,763	31,5	0,691	1,07	14,8	0,720
600	92,4	2,62	0,757	40,2	0,756	1,06	19,1	0,639

Продолжение табл. 43

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ ккал/м·час·град	$\mu \cdot 10^6$, кг·сек/м²	Pr	$\nu \cdot 10^6$, м²/сек	c_p ккал/кг·град	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$, м²/час	γ, кг/м³
Пропиловый спирт (C_3H_8O)								
0	9,91	0,731	0,800	—	0,307	1,12	—	—
100	17,5	0,998	0,793	5,02	0,395	1,09	2,27	1,96
200	27,2	1,26	0,788	8,08	0,479	1,07	3,68	1,54
300	38,7	1,53	0,784	11,8	0,560	1,06	5,43	1,27
400	52,1	1,80	0,779	16,3	0,638	1,05	7,54	1,08
500	67,3	2,07	0,777	21,5	0,713	1,05	10,0	0,943
600	84,4	2,34	0,773	27,5	0,788	1,04	12,8	0,836
Бутиловый спирт ($C_4H_{10}O$)								
0	9,51	0,673	0,753	—	0,301	1,097	—	—
100	16,8	0,913	0,753	—	0,394	1,073	—	—
200	26,1	1,15	0,753	6,06	0,483	1,058	2,89	1,87
300	37,2	1,39	0,753	8,87	0,569	1,049	4,24	1,54
400	50,0	1,63	0,753	12,2	0,654	1,042	5,84	1,31
500	64,6	1,86	0,753	16,0	0,736	1,037	7,68	1,14
600	81,0	2,10	0,753	20,4	0,818	1,033	9,80	1,01
Амиловый спирт ($C_5H_{12}O$)								
0	9,30	0,632	0,714	—	0,297	1,08	—	—
100	16,4	0,852	0,718	—	0,392	1,06	—	—
200	25,4	1,07	0,721	4,71	0,484	1,05	2,35	2,230
300	36,1	1,29	0,724	6,86	0,575	1,04	3,41	1,840
400	48,4	1,50	0,726	9,39	0,664	1,03	4,65	1,567
500	62,4	1,71	0,728	12,3	0,750	1,03	6,11	1,362
600	78,1	1,93	0,731	15,6	0,836	1,03	7,74	1,207

Таблица 44 [Л. 5]

Физические свойства этилового спирта (C_2H_5OH) на линии насыщения

p, кГ/см²	Температура кипения, °C	Удельный вес: жидкость γ' кг/м³	Удельный вес: пар γ'' кг/м³	Теплопроводность λ ккал/м·град·час	Вязкость $\mu \cdot 10^6$ кг·сек/м²	Поверхностное натяжение σ кГ/м	Теплоемкость c_p ккал/кг·град	Теплота парообразования r ккал/кг
1,035	78,4	737	1,655	0,137	44,9	0,00171	0,731	197,0
3,87	115,0	696	6,09	0,1265	46,9	0,001415	0,892	183,0
8,08	141,0	664	11,7	0,1175	18,35	0,001131	1,009	164,5
18,6	182,3	604	28,6	0,1071	11,92	0,000715	1,175	138,6
36,4	209,2	533	64,3	0,0966	8,01	0,000325	1,387	102,0
53,8	231,5	436	126	0,082	6,43	0,0000766	1,533	55,0

Таблица 45 [Л. 5]

Упругость паров этилового спирта (C_2H_5OH) на линии насыщения

t °C	p кГ/см²	t °C	p кГ/см²	t °C	p кГ/см²
—20	0,00449	+30	0,1065	+80	1,05
—10	0,00883	+40	0,181	+90	1,615
0	0,01725	+50	0,312	+100	2,31
+10	0,0315	+60	0,475	+150	9,95
+20	0,0605	+70	0,735	+200	30,05
				+240	60,8

Таблица 46 [Л. 2]

Теплопроводность паров этилового спирта при различных температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^4$ *ккал/м·час·град*

t, °C	На линии насыщения	p, кГ/см²						
		1	15	25	50	75	100	150
0	111	111	—	—	—	—	—	—
20	128	130	—	—	—	—	—	—
40	144	144	—	—	—	—	—	—
60	162	162	—	—	—	—	—	—
80	187	180	—	—	—	—	—	—
100	212	198	—	—	—	—	—	—
120	238	216	—	—	—	—	—	—
140	263	241	—	—	—	—	—	—
160	299	263	306	—	—	—	—	—
180	338	284	313	360	—	—	—	—
200	385	302	328	360	—	—	—	—
220	461	328	346	378	500	—	—	—
240	612	349	367	396	479	—	—	—
243	677	353	371	400	479	918	1001	1084
250	—	360	378	410	475	846	936	1058
260	—	374	396	421	468	745	864	1019
270	—	389	410	432	475	641	770	983
280	—	403	421	439	482	576	698	958
290	—	417	446	454	490	562	662	918
300	—	430	454	472	500	565	644	889
310	—	445	468	486	518	672	630	864
320	—	460	479	497	533	683	634	835
330	—	475	493	511	547	594	637	817
340	—	490	511	526	558	605	641	803
350	—	504	518	540	576	619	655	788

Таблица 47 [Л. 2]

Теплопроводность (λ *ккал/м·час·град*) этилового спирта 100%-ной концентрации при различных температурах и давлениях

t, °C	На линии насыщения	Давление, *кГ/см²*			t, °C	На линии насыщения	Давление, *кГ/см²*			t, °C	На линии насыщения	Давление, *кГ/см²*		
		75	100	150			75	100	150			75	100	150
0	0,147	—	0,153	0,156	130	0,135	—	0,139	0,142	200	0,114	—	0,121	0,126
20	0,145	—	0,151	0,155	140	0,133	—	0,137	0,141	210	0,108	0,114	0,117	0,123
40	0,144	—	0,149	0,153	150	0,132	—	0,135	0,139	220	0,103	0,108	0,113	0,120
60	0,142	—	0,147	0,151	160	0,128	—	0,133	0,138	230	0,094	0,102	0,107	0,115
80	0,141	—	0,145	0,149	170	0,126	—	0,131	0,135	240	0,077	0,094	0,101	0,110
100	0,139	—	0,143	0,147	180	0,122	—	0,127	0,132	243[1]	0,068	0,092	0,100	0,108
120	0,137	—	0,141	0,144	190	0,118	—	0,124	0,130					

Таблица 48 [Л. 2]

Удельный вес этилового спирта при различных давлениях и температурах (весовая концентрация спирта 95%) γ *кГ/м³*

t, °C	p, *кГ/см²*											
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
20	805,5	806,2	806,9	807,6	808,3	809,0	809,7	810,3	810,9	811,5	812,1	812,7
40	788.4	789,2	790,0	790,8	791,6	792,4	793,2	794,0	794,8	795,6	796,4	797,2
60	770,0	770.9	771,8	772,7	773,6	774,5	775,4	776,3	777,2	778,1	779,0	779,9
80	750,3	751,4	752,5	753,5	754,5	755,6	756,7	757,7	758,8	759,8	760,9	761,9
100	729,1	730,3	731,5	732,7	733,9	735,0	736,2	737,3	738,4	739,5	740,7	741,8
120	705,5	706,9	708,3	709,7	711,1	712,4	713,6	714,9	716,2	717,5	718,8	720,1
140	679,7	681,2	682,7	684,2	685,7	687,2	688,7	690,2	691,7	693,2	694,7	696,2
160	—	650,2	652,3	654,4	656,5	658,5	660,6	662,7	664,8	666,8	668,9	671,0
180	—	—	616,9	619,6	622,3	625,0	627,7	630,4	633,2	636,0	638 8	641,6
200	—	—	—	—	578,0	583,3	588,0	592,4	596,6	600,5	604,2	607,8
220	—	—	—	—	—	—	537,7	545,5	552,5	558,5	568,5	568,0
230	—	—	—	—	—	—	504,5	515,0	523,8	531,4	538,0	544,5
240	—	—	—	—	—	—	—	473,3	486,3	497,9	508,0	517,4

[1] Критическая температура.

Таблица 49 [Л. 2]

Теплоемкость c_p этилового спирта при различных давлениях и температурах (весовая концентрация спирта 95%), *ккал/кг·град*

t, °C	p, кГ/см²												
	1	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
—60	0,381	0,380	0,380	0,380	0,379	0,379	0,379	0,378	0,378	0,377	0,377	0,376	0,376
—40	0,428	0,428	0,427	0,427	0,426	0,426	0,425	0,425	0,424	0,423	0,423	0,422	0,421
—20	0,477	0,476	0,476	0,475	0,474	0,473	0,472	0,471	0,471	0,470	0,469	0,468	0,467
0	0,526	0,525	0,524	0,523	0,522	0,521	0,519	0,518	0,517	0,516	0,514	0,513	0,512
20	0,577	0,576	0,574	0,573	0,571	0,570	0,568	0,566	0,564	0,563	0,561	0,559	0,558
40	0,628	0,626	0,625	0,623	0,621	0,619	0,617	0,615	0,613	0,611	0,609	0,607	0,605
60	—	0,678	0,676	0,673	0,671	0,668	0,666	0,663	0,661	0,658	0,656	0,653	0,650
80	—	0,731	0,728	0,725	0,722	0,719	0,716	0,613	0,710	0,706	0,703	0,700	0,697
100	—	0,784	0,780	0,777	0,774	0,770	0,767	0,763	0,759	0,756	0,752	0,749	0,745
120	—	0,840	0,836	0,832	0,828	0,824	0,820	0,816	0,812	0,807	0,803	0,799	0,795
140	—	0,895	0,891	0,887	0,882	0,878	0,874	0,869	0,865	0,860	0,856	0,851	0,847
160	—	—	0,950	0,944	0,939	0,934	0,930	0,925	0,921	0,916	0,911	0,906	0,901
180	—	—	—	1,023	1,014	1,006	0,999	0,991	0,984	0,978	0,971	0,965	0,959
200	—	—	—	—	—	1,108	1,092	1,079	1,066	1,055	1,045	1,035	1,026
220	—	—	—	—	—	—	—	1,222	1,187	1,159	1,138	1,121	1,106
230	—	—	—	—	—	—	—	—	1,304	1,250	1,211	1,184	1,162
235	—	—	—	—	—	—	—	—	1,43	1,322	1,264	1,226	1,198

Таблица 50 [Л. 2]

Теплоемкость c_p 95%-ного этилового спирта при сверхкритических параметрах, *ккал/кг·град*

t, °C	p, *кГ/см²*									
	80	100	120	140	160	180	200	220	240	250
250	—	2,34	1,71	1,48	1,37	1,28	1,20	1,11	1,03	1,00
260	—	—	2,25	1,74	1,56	1,42	1,32	1,21	1,11	1,06
270	—	—	—	2,26	1,83	1,61	1,46	1,33	1,19	1,13
280	—	—	—	—	2,32	1,87	1,63	1,43	1,27	1,20
290	1,51	1,91	2,53	—	—	2,31	1,82	1,54	1,35	1,27
300	1,30	1,64	2,07	2,97	—	2,91	2,01	1,64	1,43	1,35
310	1,16	1,42	1,75	2,25	—	—	2,15	1,75	1,52	1,43
320	1,05	1,28	1,54	1,88	2,42	—	2,28	1,85	1,62	1,53
330	0,96	1,15	1,35	1,62	1,98	2,31	2,36	1,97	1,73	1,64
340	0,89	1,04	1,22	1,41	1,66	1,91	2,10	2,07	1,85	1,75
350	0,82	0,96	1,11	1,27	1,43	1,62	1,80	1,93	1,94	1,83
360	0,77	0,90	1,02	1,15	1,26	1,39	1,53	1,65	1,75	1,76

Таблица 51 [Л. 2]

Теплопроводность этилового спирта 94%-ной концентрации ($t_{кр}$ = 248,5 °С) на линии насыщения

t, °С	λ ккал/м·час·град	t, °С	λ ккал/м·час·град	t, °С	λ ккал/м·час·град
0	0,158	150	0,141	220	0,110
50	0,152	200	0,128	230	0,114
100	0,147	210	0,124	240	0,105

Таблица 52 [Л. 2]

Теплоемкость важнейших жидкостей c_p, ккал/кг·град при $p = 1$ кГ/см²

Жидкость	Химическая формула	t, °С	c_p ккал/кг·град
	Элементы		
Ртуть	Hg	—200	0,027
		—100	0,030
		0	0,0335
		20	0,0333
		100	0,0328
		200	0,0325
	Неорганические жидкости		
Четыреххлористый углерод	CCl_4	20	0,202
	Органические жидкости		
Ацетон	C_3H_6O	—50	0,485
		0	0,505
		20	0,516
		50	0,537
Бензол	C_6H_6	—100	0,230
Глицерин	$C_3H_8O_3$	0	0,54
		20	0,58
Изобутиловый спирт	$C_4H_{10}O$	20	0,55
Метиловый спирт	CH_4O	—50	0,55
		0	0,58
		20	0,59
		50	0,61
Толуол	C_7H_8	—50	0,36
		0	0,39
		20	0,40
		50	0,43
		100	0,47
Уксусная кислота	$C_2H_4O_2$	20	0,485

Таблица 53 [Л. 2]

Удельный вес жидкостей и их насыщенных паров при различных температурах

t, °C	$\gamma_{ж}$, кг/м³	$\gamma_{п}$, кг/м³
Ацетон		
0	813,0	—
10	801,9	—
20	790,5	—
30	778,8	—
40	767,4	—
50	756,4	—
60	744,6	—
70	732,6	—
80	720,5	—
Бензол		
0	900,1	0,012
10	889,5	0,2
20	879,0	0,4
30	868,5	0,6
40	857,6	0,8
50	846,6	1,1
60	835,7	1,5
70	824,8	2,040
80	814,5	2,732
90	804,1	3,610
100	792,7	4,704
110	780,9	6,042
120	769,2	7,675
130	756,8	9,851
140	744,0	11,76
150	731,0	14,37
160	718,5	17,34
170	704,3	20,87
180	690,6	24,87
190	675,8	29,77
200	660,5	35,46
210	643,2	42,07
220	625,5	50,15
230	606,5	59,77
240	585,1	71,38
250	560,9	85,54
260	532,8	103,8
270	498,4	128,7
280	451,4	166,0
284,3	421,3	—
286,1	407,8	—
288,0	385,6	—
288,5	304,5	304,5
Глицерин		
0	1267,4	—
10	1264,2	—
20	1259,4	—
30	1254,7	—
40	1250,0	—
50	1243,8	—
60	1237,6	—
70	1231,5	—
80	1223,9	—
90	1216,5	—
100	1207,7	—
110	1197,6	—
120	1187,6	—
130	1176,5	—
140	1162,8	—
150	1146,8	—
160	1126,1	—
Спирт метиловый		
0	809,7	—
10	800,0	—
20	791,5	—
30	782,5	32,772
40	774,0	34,394
50	765,0	36,739
60	755,5	1,006
70	746,0	1,465
80	735,5	2,084
90	725,0	2,907
100	714,0	3,984
110	702,0	5,376
120	690,0	7,142
130	677,0	9,379
140	664,0	12,16
150	649,5	15,62
160	634,0	19,94
170	616,0	25,26
180	598,0	31,86
190	577,0	40,10
200	553,0	50,75
210	525,5	65,21
220	490,0	86,35
225	467,5	100,3
230	441,0	118,7
232	429,5	127,7
234	414,5	138,1
236	395,5	150,5
238	370,5	168,1
239	—	187,8
240	272,2	272,2
Спирт пропиловый		
0	819,3	—
20	803,5	(0,1)
40	787,5	(0,2)
60	770,0	(0,4)
80	752,0	1,04
90	742,5	1,56
100	732,5	2,26

Продолжение табл. 53

t, °C	$\gamma_{ж}$, кг/м³	$\gamma_{п}$, кг/м³
Спирт пропиловый		
110	722,0	3,20
120	711,0	4,43
130	699,5	6,05
140	687,5	8,05
150	674,0	10,50
160	660,0	13,80
170	645,0	17,70
180	628,5	22,5
190	611,0	28,20
200	592,0	35,3
210	571,5	44,2
220	548,5	55,6
230	523,0	70,4
240	492,0	90,4
250	452,5	118,0
260	390,5	161,0
263,15	345,0	—
263,5	338,0	—
263,7	273,4	273,4
Спирт этиловый		
0	806,25	0,033
10	797,9	0,062
20	789,5	—
40	772,2	0,315
60	754,1	0,790
80	734,8	1,74
100	715,7	3,51
120	692,5	6,58
140	663,1	11,52
160	632,9	19,14
180	598,4	31,15
200	556,8	50,8
220	495,8	85,4
230	455,0	113,5
240	382,5	171,5
241	370,5	183,5
242	354,6	199,0
242,5	341,9	216,4
243,1	275,5	275,5
Толуол		
0	884,9	—
10	875,6	—
20	865,8	—
30	856,9	—
40	847,4	—
50	838,2	—
60	829,2	—
70	819,7	—
80	810,4	—
90	800,6	—
100	791,1	—
110	781,8	—
120	772,8	—
130	763,3	—
140	754,1	—

t, °C	$\gamma_{ж}$, кг/м³	$\gamma_{п}$, кг/м³
Уксусная кислота		
20	1049,1	0,764
30	1039,2	0,1264
40	1028,4	0,2012
50	1017,5	0,3 00
60	1006,0	0,4621
70	994,8	0,673
80	983,5	0,959
90	971,8	1,338
100	959,9	1,833
110	948,3	2,468
120	936,2	3,271
130	926,5	4,275
140	909,1	5,515
150	896,3	7,03
160	882,9	8,87
170	869,4	10,84
180	855,5	13,70
190	841,3	16,81
200	826,5	20,52
210	810,9	24,88
220	794,1	30,21
230	776,4	36,26
240	757,1	43,27
250	736,4	51,63
260	713,6	61,65
270	690,0	73,65
280	662,9	88,3
290	633,4	107,3
300	595,0	133,1
310	542,3	171,8
320	461,5	—
321,6	350,6	350,6
Четыреххлористый углерод		
0	1634,0	—
10	1612,9	—
20	1594,9	—
30	1574,8	—
40	1555,2	—
50	1536,1	—
60	1517,4	—
70	1497,0	—
80	1477,1	—
90	1455,6	—
100	1434,7	—
110	1412,4	—
120	1390,8	—
130	1368,0	—
140	1344,1	—
150	1321,0	—
160	1297,0	—
170	1272,3	—
180	1246,9	—
190	1221,0	—

Продолжение табл. 53

t, °C	$\gamma_{ж}$, кг/м³	$\gamma_{п}$, кг/м³	t, °C	$\gamma_{ж}$, кг/м³	$\gamma_{п}$, кг/м³
Четыреххлористый углерод					
200	1191,9	—	250	998,0	—
210	1160,1	—	260	941,6	—
220	1124,8	—	270	869,6	—
230	1038,1	—	280	763,3	—
240	1046,0	—	283	558,0	—

Таблица 54 [Л. 2]

Теплопроводность (λ, *ккал/м·час·град*) некоторых жидкостей при различных температурах ($p = 1$ *кГ/см²*)

Вещество	t, °C						
	0	25	50	75	100	125	150
Вода	0,474	0,527	0,557	0,577	0,587	0,590	0,588
Спирт бутиловый	0,134	0,131	0,127	0,124	—	—	—
Спирт изопропиловый	0,132	0,129	0,125	0,122	—	—	—
Спирт метиловый	0,184	0,181	0,178	0,176	—	—	—
Спирт этиловый 96%	0,162	0,158	0,152	0,147	—	—	—
Уксусная кислота	—	0,147	0,143	0,139	—	—	—
Муравьиная кислота	0,224	0,220	0,216	0,212	—	—	—
Ацетон	0,150	0,145	0,140	0,135	0,130	—	—
Толуол	0,132	0,117	0,111	0,106	0,102	0,96	—
Бензол	—	0,124	0,119	0,113	0,108	0,103	—
Глицерин	—	0,240	0,243	0,246	0,248	0,251	0,254
Вазелиновое масло	0,108	0,106	0,105	0,104	0,102	0,101	0,100
Касторовое масло	0,158	0,155	0,152	0,150	0,147	0,144	0,142

Таблица 55 [Л. 2]

Относительные изменения коэффициентов теплопроводности некоторых жидкостей в зависимости от давления

Жидкость	Давление, *кГ/см²*							
	t, °C	1	1000	2000	4000	6000	9000	12000
Ацетон	30	1,000	1,184	1,315	1,511	1,650	1,864	Затверд.
	75	1,000	1,181	1,325	1,554	1,738	1,960	2,137
Вода	30	1,000	1,058	1,113	1,210	1,293	1,398	Затверд.
	75	1,000	1,065	1,123	1,225	1,308	1,412	1,506
Керосин	75	1,000	1,185	1,314	1,502	1,654	1,839	2,054
Метиловый спирт	30	1,000	1,201	1,342	1,557	1,721	1,927	2,097
	75	1,000	1,212	1,365	1,601	1,785	2,067	2,191
Толуол	30	1,000	1,159	1,286	1,470	1,604	1,768	2,394
	75	1,000	1,210	1,355	1,573	1,738	1,932	2,089
Этиловый спирт	30	1,000	1,221	1,363	1,574	1,744	1,954	2,122
	75	1,000	1,233	1,400	1,650	1,845	2,033	2,278

Таблица 56 [Л. 2]

Вязкость жидкостей при различных температурах, $\mu \cdot 10^2$ *г/см·сек* (пуазы) ($p = 1$ *кГ/см*^{2})

t, °C	μ
Ацетон	
—90	2,00
—80	1,51
—70	1,19
—60	0,98
—50	0,79
—40	0,66
—30	0,57
—20	0,50
—10	0,442
0	0,395
10	0,356
20	0,322
30	0,293
40	0,268
50	0,246
Бензол	
10	0,76
20	0,65
30	0,56
40	0,492
50	0,436
60	0,390
70	0,350
80	0,316
90	0,286
100	0,261
110	0,239
120	0,219
130	0,201
140	0,185
150	0,170
160	0,156
170	0,144
180	0,132
190	0,121
Глицерин	
0	12100
5	7050
10	3950
15	2350
20	1480
30	600
40	330
50	180
60	102
70	59
80	35
90	21
100	13
120	5,2
140	1,8
160	1,0
180	0,45
200	0,22
Касторовое масло	
10	2440
20	987
30	455
40	233
50	129
60	77
70	49
80	32
Метиловый спирт	
—100	16
—90	8,8
—80	5,7
—70	4,02
—60	2,98
—50	2,26
—40	1,75
—30	1,39
—20	1,16
—10	0,970
0	0,817
20	0,584
40	0,450
50	0,396
60	0,351
70	0,311
Муравьиная кислота	
10	2,25
20	1,78
30	1,46
40	1,22
50	1,03
60	0,89
70	0,78
80	0,68
90	0,61
100	0,54
Изопропиловый спирт	
—60	66,1
—50	37,6
—40	23,2
—30	14,9
—20	10,1
—10	6,8
0	4,60
10	3,26
20	2,39
30	1,76
40	1,33
60	0,80
80	0,52
Сероуглерод	
0	0,433
10	0,396
20	0,366
30	0,341
40	0,319
Толуол	
0	0,768
10	0,667
20	0,586
30	0,522
40	0,466
50	0,420
60	0,381
70	0,348
80	0,319
90	0,294
100	0,271
110	0,249
120	0,231
130	0,214
140	0,199
160	0,172
180	0,150
Уксусная кислота (ангидрид)	
0	1,24
10	1,05
20	0,90
30	0,79
40	0,69
50	0,62
60	0,55
80	0,453
100	0,377
120	0,320
130	0,297
Четыреххлористый углерод	
—10	1,68
0	1,35
10	1,13
20	0,97
30	0,84
40	0,74
50	0,65
60	0,59
70	0,52
80	0,472
90	0,426
100	0,387
110	0,352
120	0,323
140	0,276
160	0,234
180	0,201
Этиловый спирт	
—100	47
—90	28,3
—80	18,1
—70	12,4
—60	8,7
—50	6,4
—40	4,79
—30	3,65
—20	2,83
—10	2,23
0	1,78
50	0,695
100	0,326
110	0,284
120	0,248
130	0,218
140	0,190
150	0,169

Таблица 57 [Л. 2]

Относительное изменение коэффициентов вязкости жидкостей в зависимости от давления

(Вязкость при $p = 1$ *кГ/см*^{2} принята за единицу)

Жидкость	Давление, *кГ/см*^{2}					
	t, °C	1	1000	4000	8000	12000
Метиловый спирт	30	1,00	1,47	2,96	5,63	9,95
	75	1,00	1,46	2,74	4,76	7,70
Этиловый спирт	30	1,00	1,58	4,15	10,5	24,5
	75	1,00	1,64	4,27	9,45	18,2
Ацетон	30	1,00	1,68	4,02	9,72	—
	75	1,00	1,66	3,56	7,38	13,7
Глицерин	30	1,00	1,82	8,65	55,1	—
	75	1,00	1,64	5,24	19,2	65,8
Бензол	30	1,00	2,22	5,42	—	—
	75	1,00	2,06	5,42	—	—
Толуол	30	1,00	1,88	6,88	50,0	—
	75	1,00	1,86	6,32	24,6	109

Таблица 58 [Л. 2]

Теплота парообразования ряда жидкостей при различных температурах

t, °C	*r* *ккал/кг*	*t*, °C	*r* *ккал/кг*	*t*, °C	*r* *ккал/кг*	*t*, °C	*r* *ккал/кг*
Аммиак		Бензол		Спирт метиловый		210	135,0
		80	95,5			220	113,0
		90	93,5	0	289	230	84,0
—50	338,57	100	91,5	10	287	240	0,0
—40	331,98	110	89,5	20	284,5		
—30	325,03	120	87,5	30	281,5		
—20	317,72	130	85,5	40	278,0	Спирт пропиловый	
—10	309,96	140	83,5	50	274,0		
0	301,72	150	81,5	60	270,0	70	177
10	292,96	160	79,6	70	265,0	80	173
20	283,63	170	77,0	80	259,0	90	163
30	273,68	180	74,5	90	253,0	100	164
40	263,00	190	72,0	100	246,0	110	159
50	251,42	200	69,0	110	239,0	120	154
60	238,5	210	66,0	120	232,0	130	148
70	224,5	220	62,5	130	224,5	140	142
80	208	230	58,5	140	216,0	150	136
90	190	240	54,5	150	207,0	160	130
100	169	250	49,5	160	198,0	170	123
110	144	260	44,0	170	188,0	180	116
120	113	270	37,0	180	177,0	190	109
130	56	280	27,5	190	165,0	200	102
132,4	0,0	288,6	0,0	200	152,0	210	94

Продолжение табл. 58

t, °C	r ккал/кг	t, °C	r ккал/кг	t, °C	r ккал/кг	t, °C	r ккал/кг
220	85	180	138	Уксусная кислота		Четыреххлористый углерод	
230	75	190	128				
240	63	200	116			80	46
250	50	210	103	50	88,4	90	45,1
260	33	220	88	60	89,6	100	44,15
264	0	230	68	70	90,6	110	43,15
		240	40	80	91,6	120	42,08
Спирт этиловый		243	0	90	92,4	130	41,05
				100	93,1	140	39,92
0	222	Углекислота		110	93,4	150	38,9
10	221			120	93,2	160	37,95
20	220	—50	80,6	130	92,7	170	36,6
30	219	—40	76,5	140	91,8	180	35,4
40	218	—30	72,5	150	90,9	190	34,1
50	216	—20	68,0	160	89,9	200	32,61
60	214	—10	62,5	170	88,8	210	31,1
70	211	0	56,5	180	87,7	220	29,45
80	207	10	48,0	190	86,5	230	27,6
90	202	20	37,0	200	85,2	240	25,56
100	197	30	15,0	210	83,7	250	23,08
110	191	31,1	0,0	220	82,1	260	20,07
120	185			230	80,3	270	16,00
130	178	Уксусная кислота		240	78,2	280	10,43
140	171			250	75,7	283,15	0
150	164	20	84,1	260	72,5		
160	156	30	85,7	270	68,8		
170	148	40	87,2	280	63,5		

Таблица 59 [Л. 2]

Поверхностное натяжение различных жидкостей
σ, *эрг/см*^{2}

t, °C	σ	t, °C	σ	t, °C	σ	t, °C	σ
Аммиак		Бензол		190	8,5	70	56,7
				200	7,4	80	55,9
10	23,6	10	30,2	210	6,3	90	55,0
20	21,2	20	29,0	220	5,4	100	54,2
30	19,0	30	27,7	230	4,5	110	53,2
40	16,8	40	26,5	240	3,6	120	52,2
50	14,8	50	25,2	250	2,7		
60	12,8	60	23,9	260	1,8	130	51,1
		70	22,6	270	1,0	140	50,0
Ацетон		80	21,3	280	0,4	150	48,8
		90	20,0				
0	26,2	100	18,8			Спирт метиловый	
10	25,0	110	17,6	Глицерин			
20	23,7	120	16,5			0	24,5
30	22,5	130	15,3			10	23,5
40	21,2	140	14,1	20	59,4	20	22,6
50	19,9	150	12,9	30	59,0	30	21,8
60	18,6	160	11,8	40	58,5	40	20,9
70	17,4	170	10,7	50	58,0	50	20,1
80	16,2	180	9,6	60	57,4		

Продолжение табл. 59

t, °C	σ	t, °C	σ	t, °C	σ	t, °C	σ
60	19,3	Спирт этиловый		Углекислота		Уксусная кислота	
70	18,4						
80	17,5					220	8,5
90	16,6	30	21,9			230	7,6
100	15,7	40	21,0	—50	15,7	240	6,6
110	14,7	50	20,1	—40	12,5	250	5,7
120	13,6	60	19,2	—30	10,2		
130	12,6	70	18,3	—20	8,2		
140	11,5	80	17,3	—10	6,2		
150	10,4	90	16,4	0	4,4		
160	9,3	100	15,5	10	2,7		
170	8,1	110	14,5	20	1,2		
180	6,9	120	13,4			Четыреххлористый углерод	
190	5,7	130	12,3				
200	4,5	140	11,2	Уксусная кислота			
210	3,3	150	10,1			0	29,5
220	2,1	160	9,0			10	28,2
230	0,9	170	7,8	0	29,7	20	26,9
235	0,34	180	6,7	10	28,8	30	25,7
		190	5,5	20	27,8	40	24,5
Спирт пропиловый		200	4,3	30	26,8	50	23,3
		210	3,3	40	25,8	60	22,1
—10	26,3	220	2,2			70	20,9
0	25,5	230	1,1	50	24,8	80	19,7
10	24,6	240	0,1	60	23,8	90	18,5
20	23,8			70	22,8	100	17,3
30	23,0			80	21,8	110	16,1
40	22,1	Толуол		90	20,8	120	15,0
50	21,2					130	13,9
60	20,4	0	30,8	100	19,8	140	12,8
70	19,6	10	29,6	110	18,8	150	11,7
80	18,8	20	28,5	120	17,9	160	10,6
90	18,0	30	27,4	130	16,9	170	9,5
100	17,2	40	26,2	140	15,9	180	8,5
		50	25,0			190	7,5
Спирт этиловый		60	23,8	150	15,0	200	6,5
		70	22,7	160	14,1	210	5,5
0	24,4	80	21,6	170	13,2	220	4,6
10	23,6	90	20,5	180	12,2	230	3,7
20	22,8	100	19,4	190	11,3	240	2,9
		110	18,4			250	2,1
		120	17,4	200	10,4	260	1,4
		130	16,3	210	9,4	270	0,7
						283,1	0,0

Таблица 60 [Л. 1]

Физические свойства нефтяных масел

Род масла	Усредненный молекулярный вес	Вязкость в сантипуазах			Теплопроводность λ, $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$ при		Удельный вес при $t = 15{,}5°$ С, $кг/м^3$
		20° С	60° С	100° С	$t = 30°$ С	$t = 100°$ С	
Легкое масло для теплообменников	284	62,0	9,5	3,2	0,114	0,111	925
Веретенное масло . . .	303	24,5	5,7	2,37	0,123	0,120	870

Продолжение табл. 60

Род масла	Усредненный молекулярный вес	Вязкость в сантипуазах			Теплопроводность λ, $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$ при		Удельный вес при $t = 15{,}5°$ С, $кг/м^3$
		20° С	60° С	100° С	$t = 30°$ С	$t = 100°$ С	
Велосит	333	73,0	11,0	4,20	0,123	0,119	897
Красное масло	418	—	44,0	9,90	0,121	0,1185	928

Таблица 61 [Л. 2]

Физические свойства глицерина

Удельный вес при 20° С γ, $кг/м^3$	1264
Температура вспышки, °С	176
Температура воспламенения, °С	412
Теплота парообразования r (при температуре 100° С), $ккал/кг$	197,4
Теплоемкость c_p (при температуре 100° С), $ккал/кг \cdot град$	0,67
Коэффициент объемного расширения β, $\frac{1}{град}$:	
при температуре 100° С	0,0006
» » 150° С	0,00085

Таблица 62 [Л. 2]

Основные физические константы органических и кремнийорганических теплоносителей

Вещество	Химическая формула	Молекулярный вес M	$t_{пл}$, °С	$t_{кип}$ при давлении 1 $ат$, °С	$t_{крит}$, °С	$p_{крит}$, $кГ/см^2$
Дифенил	$C_{12}H_{10}$	154,08	67	255,3	530	43
Дифениловый эфир (дифенилоксид)	$C_{12}H_{10}O$	170,08	27	259	532	35,2
Нафталин	$C_{10}H_8$	128,16	80,2	$t_{возг} = 218$	468,2	39,2
Глицерин	$C_3H_8O_3$	92,09	—18,6	290	—	—
Тетракрезил-оксисилан .	—	—	—36	435—440	—	—
Смесь арилполисилоксанов	—	—	—20	435—440	—	—
Дифенильная смесь (даутерм)	—	—	12	258	528	41
Тетрахлордифенил (ароклор 1428)	$C_{12}H_6Cl_4$	292,00	—7	340	—	—

Таблица 63 [Л. 2]

Физические свойства дифенильной смеси—ВОТ (даутерм)

t °C	Давление насыщения, *кГ/см²*	Удельный объем *л/кг* жидкости	Удельный объем *м³/кг* насыщенного пара	Удельный вес *кг/м³* жидкости	Удельный вес *кг/м³* насыщенного пара	Теплосодержание *ккал/кг* жидкости	Теплосодержание *ккал/кг* насыщенного пара	Теплота парообразования, *ккал/кг*	Истинная теплоемкость жидкости, *ккал/кг·град*	Теплопроводность жидкости, *ккал/м·час·град*	Динамическая вязкость $\mu \cdot 10^6$ *кг·сек/м²* жидкости	Динамическая вязкость $\mu \cdot 10^6$ *кг·сек/м²* насыщенного пара	Кинематическая вязкость $\nu \cdot 10^6$ *м²/сек* жидкости	Кинематическая вязкость $\nu \cdot 10^6$ *м²/сек* насыщенного пара	Pr для жидкости
20	—	0,943	—	1060	—	3	93	90	0,38	0,118	444	—	4,11	—	50
30	—	0,951	—	1052	—	7	96	89	0,39	0,116	340	—	3,19	—	40
40	—	0,959	—	1044	—	11	99	88	0,40	0,115	268	—	2,51	—	33
50	—	0,966	—	1036	—	15	102	87	0,40	0,114	219	—	2,07	—	27
60	—	0,973	—	1028	—	19	105	86	0,41	0,113	182	—	1,73	—	23
70	—	0,981	—	1020	—	23	108,5	85,5	0,42	0,111	155	—	1,49	—	20,5
80	—	0,988	—	1012	—	27,5	112	84,5	0,43	0,110	133	—	1,29	—	18,5
90	—	0,997	—	1003	—	32	115,5	83,5	0,44	0,109	116	—	1,14	—	16,5
100	0,006	1,005	28	995	0,035	36,5	119	82,5	0,45	0,108	103	0,69	1,01	192	15
110	0,010	1,014	18	987	0,056	41	122,5	81,5	0,46	0,106	91,3	0,71	0,907	123	14
120	0,017	1,022	11,5	978	0,087	45,5	126	80,5	0,47	0,105	82,0	0,73	0,822	82	13
130	0,025	1,030	8,2	970	0,12	50,5	130,5	80,0	0,48	0,104	43,7	0,75	0,746	60	12
140	0,038	1,040	5,6	961	0,18	55,5	134,5	79	0,49	0,103	67,2	0,77	0,686	42	11,3
150	0,053	1,050	4,2	953	0,24	60,5	139	78,5	0,51	0,102	61,5	0,79	0,633	32	10,9
160	0,076	1,058	3,0	945	0,33	65,5	143,5	78	0,52	0,100	56,3	0,81	0,574	24	10,3
170	0,11	1,067	2,2	937	0,45	71	148	77	0,53	0,099	51,9	0,83	0,544	18	9,8
180	0,15	1,077	1,7	928	0,60	76	152,5	76,5	0,54	0,098	48,0	0,85	0,508	14	9,4
190	0,20	1,087	1,2	920	0,81	81,5	157	75,5	0,55	0,097	44,6	0,87	0,476	10,5	9,0
200	0,25	1,096	1,0	912	0,99	87	162	75	0,56	0,095	41,5	0,89	0,446	8,8	8,6
210	0,33	1,103	0,76	904	1,3	93	167	74	0,57	0,094	38,7	0,91	0,421	6,8	8,3
220	0,42	1,116	0,62	896	1,6	99	172	73	0,58	0,093	36,3	0,93	0,397	5,6	8,0
230	0,52	1,126	0,50	877	2,0	105	177	72	0,59	0,092	34,2	0,95	0,378	4,7	7,7
240	0,64	1,137	0,41	879	2,4	111	182	71	0,61	0,090	32,2	0,97	0,360	3,9	7,6
250	0,86	1,148	0,31	871	3,2	117	186,5	69,5	0,62	0,089	30,3	0,99	0,311	3,0	7,4

Продолжение табл. 63

t °C	Давление насыщения, *кГ/см²*	Удельный объем		Удельный вес		Теплосодержание		Теплота парообразования, *ккал/кг*	Истинная теплоемкость жидкости, *ккал/кг·град*	Теплопроводность жидкости, *ккал/м·час·град*	Динамическая вязкость, $\mu \cdot 10^6$ *кг·сек/м²*		Кинематическая вязкость, $\nu \cdot 10^6$, *м²/сек*		Pr для жидкости
		л/кг	*м³/кг*	*кг/м³*		*ккал/кг*									
		жидкости	насыщенного пара	жидкости	насыщенного пара	жидкости	насыщенного пара				жидкости	насыщенного пара	жидкости	насыщенного пара	
260	1,05	1,159	0,25	863	3,9	123	191,5	68,5	0,63	0,088	28,7	1,01	0,326	2,5	7,2
270	1,34	1,170	0,20	854	5,0	129	196	67	0,64	0,087	27,2	1,03	0,313	2,0	7,1
280	1,66	1,184	0,165	845	6,1	135,5	201	65,5	0,64	0,086	25,8	1,05	0,299	1,7	6,9
290	1,99	1,197	0,14	835	7,2	142,5	207	64,5	0,65	0,084	24,5	1,07	0,287	1,4	6,7
300	2,38	1,211	0,115	825	8,7	149,5	212,5	63	0,66	0,083	23,2	1,09	0,276	1,2	6,5
310	2,82	1,226	0,096	815	10,4	156,5	218	61,5	0,67	0,082	22,1	1,11	0,266	1,0	6,4
320	3,32	1,243	0,082	804	12,2	163	223,5	60,5	0,67	0,081	21,2	1,13	0,259	0,90	6,2
330	3,90	1,260	0,069	794	14,5	170	229	59	0,68	0,079	20,3	1,15	0,251	0,78	6,1
340	4,56	1,277	0,059	783	17,0	177	235	58	0,69	0,078	19,4	1,17	0,243	0,68	6,0
350	5,31	1,295	0,050	772	20,0	184	240,5	56,5	0,69	0,077	18,6	1,19	0,236	0,59	5,9
360	6,14	1,314	0,044	761	23,0	191	246	55	0,70	0,076	17,7	1,21	0,229	0,52	5,8
370	7,08	1,333	0,038	750	26,0	198	252	54	0,70	0,074	17,0	1,23	0,223	0,46	5,7
380	8,15	1,354	0,032	739	30,0	205	257,5	52,5	0,71	0,073	16,4	1,25	0,218	0,39	5,6
390	9,32	1,380	0,028	726	36,0	212	263	51,0	0,71	0,072	15,8	1,27	0,214	0,35	5,5
400	10,64	1,410	0,024	709	42,0	219	268,5	49,5	0,72	0,071	15,2	1,29	0,210	0,31	5,4

Таблица 64 [Л. 2]

Физические свойства дифенила (ДФ), дифенилового эфира (ДФЭ) и нафталина (Н)

t °C	Давление насыщения $кГ/см^2$			Удельный вес, $кг/м^3$						Теплосодержание жидкости, $ккал/кг$			Теплота парообразования $ккал/кг$			Теплосодержание насыщенного пара, $ккал/кг$			Истинная теплоемкость $ккал/кг \cdot град$		
				жидкости			пара														
	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н	ДФ	ДФЭ	Н
230	—	—	1,340	863	899	865	—	—	4,0	—	—	76,8	—	—	75,4	—	—	152,2	—	—	0,68
240	—	—	1,65	854	893	858	—	—	4,7	—	—	83,6	—	—	75,3	—	—	158,9	—	—	0,68
250	0,926	0,848	2,02	846	884	850	—	—	5,8	—	—	90,4	—	—	75,2	—	—	165,6	—	—	0,68
260	1,15	1,076	2,50	837	875	842	3,8	4,5	7,0	95,1	116,5	97,3	75,1	65,7	75,0	170,2	182,2	172,5	0,69	0,63	0,69
270	1,41	1,31	2,95	828	864	835	4,9	5,7	9,4	102 0	122,9	104,2	72,3	64,5	74,7	174,3	187,4	178,9	0,69	0,64	0,69
280	1,72	1,60	3,52	819	853	827	6,0	6,8	11,8	108,9	129,3	111,2	70,2	63,3	74,2	179,1	192,6	185,4	0,69	0,64	0,70
290	2,09	1,94	4,18	810	842	820	7,5	8,3	12,3	115,5	135,8	118,2	68,5	62,1	73,5	184,0	197,9	191,7	0,69	0,65	0,70
300	2,51	2,32	4,91	800	831	812	9,1	9,9	12,9	122,5	142,3	125,3	67,0	61,0	72,5	189,5	203,3	197,8	0,70	0,65	0,71
310	3 00	2,78	5,75	790	820	804	11,0	12,7	15,0	129,5	148,9	132,4	65,5	59,9	71,2	195,0	208,8	203,6	0,70	0,66	0,71
320	3,56	3,27	6,70	780	810	794	12,9	15,5	17,0	136,5	155,5	139,6	64	58,8	69,5	200,0	214,3	209,1	0,70	0,66	0,72
330	4,20	3 86	7,76	770	800	—	15,5	18,8	19,4	143,5	162,2	—	62,5	55,7	—	206,0	219,9	—	0,70	0,67	—
340	4,93	4,50	8,93	759	789	—	18,0	20,2	21,8	150,5	168,9	—	61	56,6	—	211,0	225,5	—	0,70	0,67	—
350	5,74	5,24	10,2	749	779	—	21,0	22,1	—	15,57	175,7	—	59,5	55,5	—	217,0	231,2	—	—	6,68	—
360	6,68	6,06	11,7	739	768	—	24,2	24,0	—	—	182,5	—	—	54,4	—	—	236,9	—	—	0,68	—
370	7,71	6,97	13,2	—	—	—	—	—	—	—	189,4	—	—	53,3	—	—	242,7	—	—	0,69	—

Основные физические константы низкокипящих жидкостей

Таблица 65 [Л. 2]

Наименование жидкости	Химическая формула	Молекулярный вес M	$t_{пл}$, °C	$t_{кип}$ при давлении 1 $кГ/см^2$, °C	$t_{кр}$, °C	$p_{кр}$ $кГ/см^2$	$v_{кр} \cdot 10^3 м^3/кг$
Аргон	Ar	39,94	—189,3	—185,6	—122,4	48	1,88
Азот	N_2	28,02	—210,0	—195,8	—147,1	33,5	3,22
Кислород	O_2	32,00	—218,8	—183,1	—118,8	49,7	2,33
Воздух	—	28,96	—	—	—140,6	37,2	2,85
Аммиак	NH_3	17,03	—77,7	—33,4	132,4	115,2	4,13
Углекислота	CO_2	44,01	—56,6	—78,5	31,0	75,0	2,16
Фреон-11	$CFCl_3$	137,39	—111,0	23,7	198,0	44,6	1,805
Фреон-12	CF_2Cl_2	120,92	—155,0	—29,8	111,5	40,86	1,793
Фреон-13	CF_3Cl	104,47	—180,0	81,5	28,8	39,4	1,721
Метан	CH_4	16,04	—182,6	—161,6	—82,0	47,3	—
Этан	C_2H_6	30,06	—183,2	—88,6	32,1	50,3	4,7

Таблица 66 [Л. 9]

Физические характеристики азота

Линия насыщения

t, °C	*p*, *мм* рт. ст.	
—209,85	94,01	Тройная точка
—208,49	120,9	
—207,08	153,65	
—202,03	329,4	
—201,46	361,6	
—200,66	403,79	
—198,17	561,3	
—197,14	631,3	
—195,65	760,0	Точка кипения
—193,82	938,6	
—188,79	1591,1	

t, °C	*p*, *ата* (физических)	
—186,79	2,507	
—185,67	2,785	
—182,33	3,725	
—180,27	4,520	
—173,44	7,37	
—167,15	11,297	
—164,24	13,094	
—161,17	15,949	
—155,38	21,82	
—151,97	25,889	
—151,53	26,750	
—147,54	33,46	Критическая точка

Вязкость

t, °C	$\mu \cdot 10^6$ *кг·сек/м²*
—203	21
—198	18
—193	15,8
—188	13,5
—183	12,0
—178	10,6
—173	9,5
—168	8,7

Поверхностное натяжение

t, °C	*σ*, *кГ/м*
—203	$10{,}7 \cdot 10^{-4}$
—198	$9{,}49 \cdot 10^{-4}$
—193	$8{,}45 \cdot 10^{-4}$
—188	$7{,}35 \cdot 10^{-4}$
—183	$6{,}28 \cdot 10^{-4}$

Температуры (°С), соответствующие давлениям

(т—твердое

а) $p<1$

Вещество	Химическая формула	Давление, 1	5	10	20
Азот	N_2	—226,1 (т)	—221,3 (т)	—219,1 (т)	—216,8 (т)
Аммиак	NH_3	—109,1 (т)	—97,5 (т)	—91,9 (т)	—85,8 (т)
Аргон	Ar	—218,2 (т)	—213,9 (т)	—210,9 (т)	—207,9 (т)
Вода	H_2O	Над льдом —17,3 (т)	1,21	11,2	22,1
Водород	H_2	—263,3 (т)	—261,9 (т)	—261,3 (т)	—260,4 (т)
Гелий	He	—271,7	—271,5	—271,3	—271,1
Кислород	O_2	—219,1 (т)	—213,4	—210,6	—207,5
Ртуть	Hg	126,2	164,8	184,0	204,6
Углекислота	CO_2	—134 3 (т)	—124,4 (т)	—119,5 (т)	—114,4 (т)
Углерода окись	CO	—222,0 (т)	—217,2 (т)	—215,0 (т)	—212,8 (т)

б) $p>1$

Вещество	Химическая формула	Давление, 1	2	5	10
Азот	N_2	—195,8	—189,2	—179,1	—169,8
Аммиак	NH_3	—33,6	—18,7	4,7	25,7
Аргон	Ar	—185,6	—179,0	—166,7	—154,9
Вода	H_2O	100,0	120,1	152,4	180,5
Водород	H_2	—252,5	—250,2	—246,0	—241,8
Гелий	He	—268,6	—268,0	—	—
Кислород	O_2	—183,1	—176,0	—164,5	—153,2
Ртуть	Hg	357,2	397,6	460,4	518,3
Углекислота	CO_2	—78,2 (т)	—69,1 (т)	—56,7	—39,5
Углерода окись	CO	—191,3	—183,5	—170,7	—161,0
Углерод четыреххлористый	CCl_4	76,7	102,0	141,7	178,0

Таблица 67 [Л. 2]

насыщенных паров неорганических жидкостей

состояние)

кГ/см²

мм рт. ст.						Температура плавления, °С
40	60	100	200	400	760	
—214,0 (т)	—212,3 (т)	—209,7	—205,6	—200,9	—195,8	—210,0
—79,2 (т)	—74,3	—68,4	—57,0	—45,4	—33,6	—77,7
—204,9 (т)	—202,9 (т)	—200,5 (т)	—195,6 (т)	—190,6 (т)	—185,6	189,2
34,05	41,5	51,6	66,4	82,95	100,0	0,0
—259,6 (т)	—258,9	—257,9	—256,3	—254,5	—252,5	—259,1
—270,7	—270,6	—270,3	—269,8	—269,3	—268,6	—
—204,1	—201,9	—198,8	—194,0	—188,0	—183,1	—218,7
228,8	242,0	261,7	290,7	323,0	357,0	—38,9
—108,6 (т)	—104,8 (т)	—100,2 (т)	—93,0 (т)	—85,7 (т)	—78,2 (т)	—57,5
—210 (т)	—208,1 (т)	—205,7 (т)	—201,3	—196,3	—191,3	—205,0

кГ/см²

кГ/см²					$t_{кр}$, °С	$p_{кр}$, *ат*
20	30	40	50	60		
—157,6	—148,3	—	—	—	—147,2	33,5
50,1	66,1	78,9	89,3	98,3	132,4	111,5
—141,3	—132,0	—124,9	—	—	—122,0	48,0
213,1	234,6	251,1	264,7	276,5	374,2	218,0
—	—	—	—	—	—240,0	12,80
—	—	—	—	—	—267,9	2,26
—140,0	—130,7	—124,1	—	—	—118,9	49,7
585,6	630,5	665,6	695,7	—	1460	1042
—18,9	—5,3	5,9	14,9	22,4	31,1	73,0
—149,7	—141,9	—	—	—	—138,7	34,6
222,0	251,2	276,0	—	—	283,1	45,0

Таблица 68 [Л. 9]

Физические характеристики кислорода

Линия насыщения

t,°C	p, *мм* рт. ст.		t,°C	p, *мм* рт. ст.	
—215,26	2	Тройная точка	—200,26	75,7	
—215,6	2,68		—195,41	162,15	
—212,96	5,49		—192,6	239,5	
—210,63	9,59		—191,92	263,2	
—209,84	11,52		—189,34	366,2	
—205,69	28,07		—186,82	493,3	
—204,43	36,11		—183,82	687,8	
—202,1	55,67		—182,84	760,0	Точка кипения
—201,29	64,01		—182,31	807,18	

t,°C	p, *ата* (физических)	t,°C	p, *ата* (физических)	
—174,59	2,183	—138,86	21,328	
—167,51	3,876	—130,55	30,914	
—163,16	5,317	—125,14	38,571	
—154,73	9,096	—118,68	49,713	Критическая точка
—149,31	12,506			

Удельный вес на линии насыщения

t, °C	$\gamma_{ж} \cdot 10^3$ *кг/м*³	$\gamma_{п} \cdot 10^3$, *кг/м*³
—120,4	0,6032	0,2701
—123,3	0,6779	0,202
—129,9	0,7781	0,1320
—140,2	0,8742	0,0805
—154,5	0,9758	0,0385
—182,0	1,1415	0,0049
—210,4	1,2746	0,0000865

Вязкость

t, °C	$\mu \cdot 10^6$ *кг·сек/м*²
—203	34
—198	28
—193	24
—188	21
—183	18,7
—178	16,5
—173	15,2
—163	13
—153	11,3

Поверхностное натяжение

t, °C	σ *кГ/м*
—203	$18{,}7 \cdot 10^{-4}$
—198	$17{,}35 \cdot 10^{-4}$
—193	$16{,}05 \cdot 10^{-4}$
—188	$14{,}8 \cdot 10^{-4}$
—183	$13{,}5 \cdot 10^{-4}$

Таблица 69 [Л .2]

Удельный вес жидкого кислорода при различных давлениях и температурах γ, *кг/м³*

t, °C	*p*, *кГ/см²*											
	5	10	20	30	40	45	50	55	60	70	80	90
—180	1138,0	1139,0	1150,0	1163,0	1175,0	1181,0	1187,0	1193,0	1198,0	1210,0	1221,0	1234,0
—170	1071,0	1078,0	1090,0	1104,0	1116,0	1122,0	1129,0	1135,0	1142,0	1155,0	1168,0	1181,0
—160	—	1014,0	1028,0	1044,0	1058,0	1066,0	1073,0	1080,0	1088,0	1103,0	1118,0	1133,0
—150	—	—	960,0	977,0	995,0	1004,0	1013,0	1021,0	1030,0	1048,0	1066,0	1083,0
—140	—	—	—	901,0	924,0	935,0	945,0	955,0	966,0	984,0	1003,0	1024,0
—130	—	—	—	—	815,0	834,0	851,0	865,0	880,0	909,0	936,0	964,0
—125	—	—	—	—	717,0	749,0	773,0	795,0	814,0	853,0	888,0	922,0
—122	—	—	—	—	—	665,0	703,0	733,0	763,0	—	—	—
—120	—	—	—	—	—	—	636,0	689,0	728,0	784,0	836,0	885,0
—118	—	—	—	—	—	—	320,0	622,0	687,0	—	—	—
—116	—	—	—	—	—	—	246,0	444,0	627,0	717,0	—	—
—114	—	—	—	—	—	—	222,0	292,0	490,0	673,0	746,0	808,0

Таблица 70 [Л.2]

Теплоемкость жидкого кислорода при различных давлениях и температурах c_p, *ккал/кг·град*

t, °C	*p*, *кГ/см²*											
	5	10	20	30	40	45	50	55	60	70	80	90
—185	0,415	0,412	0,406	0,400	0,396	0,394	0,3915	0,389	0,387	0,385	0,383	0,382
—170	0,437	0,431	0,423	0,417	0,412	0,410	0,408	0,405	0,403	0,401	0,399	0,397
—160	—	0,448	0,440	0,433	0,427	0,424	0,421	0,418	0,416	0,412	0,4 0	0,407
—150	—	—	0,461	0,450	0,442	0,439	0,435	0,431	0,428	0,424	0,421	0,418
—140	—	—	—	0,515	0,490	0,481	0,474	0,4675	0,4615	0,4515	0,442	0,432
—135	—	—	—	0,585	0,542	0,527	0,514	0,505	0,495	0,4765	0,4595	0,442
—130	—	—	—	—	0,632	0,602	0,579	0,562	0,546	0,516	0,485	0,454
—125	—	—	—	—	—	0,751	0,695	0,659	0,630	0,577	0,527	0,475
—120	—	—	—	—	—	—	1,20	1,00	0,830	0,682	0,593	0,511

Таблица 71 [Л. 2]

Теплопроводность кислорода при различных давлениях и температурах, $\lambda \cdot 10^4$, *ккал/м·час·град*

t, °C	p, кГ/см²					
	1	20	40	60	80	100
—200	56	1480	1480	1480	1490	1500
—180	72	1260	1260	1270	1280	1280
—160	88	1080	1040	1060	1070	1080
—140	104	132	820	840	860	870
—120	120	141	192	530	570	610
—100	136	151	179	232	306	397
—80	152	164	184	212	249	300
—60	168	178	194	214	240	272
—40	183	193	205	221	243	264
—20	198	206	216	229	248	266
0	212	219	228	240	255	270
20	225	232	241	252	265	279
40	238	246	255	265	276	288

Таблица 72 [Л. 2]

Теплоемкость c_p, *ккал/кг·град*, жидкостей различных веществ на линии насыщения

t, °C	c_p	t, °C	c_p
Азот		Воздух	
—208,5	0,469	—193	0,473
—200,4	0,476	—173	0,516
—177,5	0,521	—153	0,619
—161,5	0,617	Кислород	
—156,1	0,668	—216,5	0,394
Аммиак		—200,3	0,391
—40	1,054	—182,8	0,406
—20	1,078	Метан	
0	1,099	—177,7	0,798
20	1,126	—162,2	0,824
40	1,162	—123,6	0,922
Аргон		—95,1	1,304
—188,2	0,263	—88,7	1,628
—183,1	0,264	—84,9	3,265
—172,2	0,266	Окись углерода	
—163,1	0,288	—203,0	0,551
—133,1	0,383	—191,8	0,567
Водород		Этан	
—257,4	1,77	—176,4	0,544
—254,9	2,02	—123,1	0,669
—251,8	2,33	—93,1	0,712
		—33,1	0,789
		—3,1	0,832

Таблица 73 [Л. 2]

Теплопроводность λ, *ккал/м·час·град* различных веществ

t, °C	λ	*t*, °C	λ	*t*, °C	λ
Азот		**Метан**		**Углекислота**	
—200	0,078	—169,9	0,174	0	0,098
—195,3	0,130	—160,6	0,167	10	0,086
—182,7	0,108	—127,8	0,111	20	0,071
—169,1	0,083	—103,3	0,090	30	0,054
—161,4	0,070	**Окись углерода**		31,1	0,043
Кислород		—194,7	0,128	**Этан**	
—200	0,179	—182,7	0,104	—179,8	0,215
—196,2	0,170	—170,3	0,086	—175,5	0,212
—182,8	0,152	—160,7	0,076	—169,0	0,209
—169,6	0,118	**Углекислота**		—161,0	0,202
—161,3	0,107	—50	0,142	—130,5	0,182
—144,6	0,083	—40	0,134	—99,9	0,156
—136,8	0,077	—30	0,126	—73,2	0,142
—133,6	0,072	—20	0,117	—27,5	0,104
—126,1	0,058	—10	0,108	0,6	0,090

Таблица 74 [Л. 2]

Вязкость $\mu \cdot 10^5$, *г/см·сек* (пуазы) различных веществ

T, °K	$\mu \cdot 10^5$	*T*, °K	$\mu \cdot 10^5$	*T*, °K	$\mu \cdot 10^5$
Азот		**Воздух**		**Кислород**	
63,9	292	107,2	94,5	54,4	873
64,8	284	111,0	90	56,4	717
66,2	247	125,1	82,5	59,7	631
69,0	217	126,4	80,5	61,7	521
71,1	201	**Гелий**		63,5	476
73,3	184	1,282	0,154	65,4	435
75,4	171	1,304	0,124	68,9	377
77,4	158	1,335	0,179	72,3	323
90,1	116	1,586	0,233	79,2	279
104,1	85	1,762	0,356	84,0	253
105,3	84	1,906	0,675	90,1	218
111,7	74	1,973	0,811	125,6	108
Аргон		1,988	0,960	138,4	100
84,2	280	2,086	1,15	145,6	96,5
86,25	262	2,111	1,26	154,2	91,5
87,3	252	2,116	1,35	**Окись углерода**	
Водород		2,145	1,55	68,55	287
14,85	21,62	2,159	1,77	72,0	244
15,89	19,32	2,171	2,02	75,2	203
16,35	18,49	2,174	1,95	77,8	186
17,77	15,93	2,178	2,30	80,9	170
18,78	14,48	2,29	1,87	82,8	165
20,43	13,00	2,315	1,97	90,1	146
Воздух		2,642	2,35	99,6	116
80,8	171,8	2,934	2,40	111,6	100
90,1	132	3,738	2,75	129,6	66
		3,81	2,87		
		3,97	2,88		
		4,021	2,98		

Продолжение табл. 74

T, °K	$\mu \cdot 10^5$	T, °K	$\mu \cdot 10^5$	T, °K	$\mu \cdot 10^5$
Этан		Этан		Метан	
101,2	878	215,4	97	108,8	125
103,3	787	230,0	90	111,2	98
105,7	729	243,4	82	125,9	90
108,0	675	270,0	67	130,6	84
111,1	624	288,0	55	134,2	82
150,3	271	Метан		148,6	68
159,8	236			154,6	67
166,8	207	91,1	210	161,4	59
172,3	175	93,5	188	166,8	56
186,0	137	94,6	179	168,4	62
201,2	114	98,3	162	180,8	51
		102,4	144		

Таблица 75 [Л. 2]

Удельный вес на линии насыщения γ и теплота парообразования r различных веществ

T, °K	γ, кг/м³		r ккал/моль
	жидкости	пара	
Азот			
65	879,5	0,955	1421
70	844,6	2,005	1399
75	819,4	3,04	1351
80	798,8	6,6	1314
85	776,0	10,94	1265
90	745,7	14,8	1213
95	717,2	22,77	1161
100	687,3	31,82	1102
105	653,4	47,62	1028
110	619,21	63,42	933
115	667,0	89,57	806
120	523,8	125,7	622
Аммиак			
198,2	730,9	0,07824	—
203,2	725,3	0,1114	349,69
208,2	719,5	0,1555	—
213,2	713,8	0,2132	343,91
218,2	707,9	0,2874	—
223,2	702,0	0,3816	338,57
228,2	696,0	0,500	335,32
233,2	690,0	0,645	331,98
238,2	683,9	0,823	328,55
243,2	677,7	1,038	325,03
253,2	665,0	1,604	317,72
263,2	652,0	2,390	309,96
273,2	638,6	3,452	301,72
283,2	624,7	4,860	292,96
293,2	610,3	6,690	283,63
303,2	595,2	9,030	273,63
313,2	579,5	12,01	263,00
323,2	562,9	15,76	251,42
333,2	545,2	20,49	238,5

T, °K	γ, кг/м³		r ккал/моль
	жидкости	пара	
Аммиак			
343,2	526,3	26,52	224,5
353,2	505,7	34,13	208
363,2	482,9	43,86	190
373,2	456,9	56,82	169
383,2	426,0	—	144
393,2	385,0	—	113
403,2	315,0	—	56
405,4	238,0	242,0	0
Аргон			
90	1373,96	5,0	1524
95	1342,0	11,0	1482
100	1307,0	15,5	1437
105	1274,0	22,5	1390
110	1238,0	32,5	1337
115	1200,0	45,0	1278
120	1160,0	59,0	1212
125	1116,0	77,0	1137
130	1065,1	104,0	1050
135	1009,0	137,5	940
140	980,0	179,0	795
145	845,0	242,0	635
150	660,0	398,0	—
Ацетилен			
190	622,0	2,0	—
195	614,0	2,1	—
200	606,0	2,3	—
205	598,0	3,7	—
210	590,0	4,4	—
215	582,0	6,0	—
220	573,0	6,7	—

Продолжение таб. 75

T, °K	γ, кг/м³		r ккал/моль
	жидкости	пара	
Ацетилен			
225	565,0	8,2	—
230	557,0	10,0	—
235	548,0	14,1	—
240	538,0	15,0	—
245	528,0	18,0	—
250	518,0	22,0	—
255	508,0	26,0	—
260	497,0	30,1	—
265	485,0	35,0	—
270	472,0	40,2	—
275	469,0	47,2	—
280	445,0	55,7	—
285	429,0	64,0	—
290	391,0	88,0	—
300	365,0	10,6	—
305	330,0	13,6	—
Водород			
15	76,04	0,23	219
20	69,0	1,27	225
25	64,54	3,92	166
30	54,02	10,81	104
Метан			
100	—	—	2048
105	—	—	2015
110	—	—	1983
115	419,25	2,38	1950
120	411,9	3,3	1917
125	404,32	4,48	1883
130	396,4	5,9	1847
135	388,1	7,68	1808
140	379,5	9,88	1767
145	370,3	12,46	1721
150	360,6	15,6	1670
155	350,22	19,38	1612
160	339,1	24,08	1546
165	326,9	35,79	1470
170	313,2	36,98	1382
175	297,5	46,3	1276
180	278,2	58,9	1141
185	251,0	79,6	933
Окись углерода			
85	778,0	5,1	1396
90	754,6	10,0	1328
95	730,0	14,9	1260
100	704,0	23,5	1192
105	677,0	31,5	1125
110	646,0	43,0	1057

T, °K	γ, кг/м³		r ккал/моль
	жидкости	пара	
Окись углерода			
115	612,5	57,0	985
120	575,0	77,5	884
125	527,5	111,8	718
130	455,0	170,25	465
Углекислота			
223,2	1153,5	18,1	3550
233,2	1111,5	26,2	3370
243,2	1074,2	37,0	3180
253,2	1029,9	51,4	2980
263,2	980,8	70,5	2750
273,2	924,8	96,3	2470
283,2	858,0	133,0	2120
293,2	770,7	190,2	1630
298,2	705,8	240,0	28,53
303,2	596,4	334,4	15,04
304,3	463,9	463,9	0,00
Этан			
175	546,0	1,26	3575
180	551,0	1,68	3527
185	544,4	2,18	3478
190	540,0	2,74	3426
195	534,2	3,41	3376
200	527,3	4,21	3323
205	522,1	5,2	3268
210	516,0	6,36	3210
215	509,7	7,66	3155
220	503,0	9,2	3097
225	494,6	10,92	3034
230	489,2	12,89	2967
235	482,0	15,18	2895
240	474,5	17,73	2817
245	457,6	20,64	2736
250	466,3	23,94	2652
255	448,6	27,73	2562
260	439,2	32,19	2465
265	429,0	36,6	2360
270	418,0	41,9	2250
275	407,0	48,4	2129
280	394,4	56,3	1925
285	379,5	66,1	1830
290	361,9	78,7	1645
295	340,6	95,1	1416
300	312,7	118,7	1107

Таблица 76 [Л. 2]

Физические свойства твердых тел (элементов) при температуре 0 °С

Элемент	Символ	Атомный вес M	Удельный вес γ, $кг/м^3 \cdot 10^{-3}$	Коэффициент линейного расширения $\alpha_0 \cdot 10^6$, $1/град$	Температуры		Теплота плавления $Q_{пл}$, $ккал/кг$	Теплоемкость c_p, $ккал/кг \cdot град$	Коэффициент теплопроводности λ_0, $ккал/м \cdot час \cdot град$	Удельное сопротивление $\rho_0 \cdot 10^6$, $ом \cdot см$	Коэффициент температуропроводности $a \cdot 10^3$, $м^2/час$
					плавления $t_{пл}$, °С	кипения $t_{кип}$, °С					
Алюминий	Al	26,97	2,700	22,9	660,1	2000	92	0,214	180	2,62	312
Барий	Ba	137,36	3,76	—	704	1700	—	—	—	—	—
Бериллий	Be	9,02	1,84	10,5	1280	1500	—	0,400	135	5,7	183,5
Бор	B	10,82	2,34	8	2500	—	—	—	—	—	—
Ванадий	V	50,95	5,9	—	1720	3000	—	0,1185	30	19	43
Висмут	Bi	2,0900	9,83	13,3	271	1500	13	0,029	8,1	111	28,4
Вольфрам	W	184,0	19,34	4,3	3380	4730	61	0,032	145,0	5,00	234
Галлий	Ga	69,72	5,97	18,1	29,8	2300	19	0,082	28	53	57,2
Железо	Fe	55,84	7,88	11,3	1535	3000	64	0,105	64	9,0	77,3
Золото	Au	197,2	19,31	14,15	1063	2600	15,8	0,0311	269	2,19	447
Иод	J	126,92	4,93	93	1135	185	—	—	—	—	—
Иридий	Ir	193,1	22,5	6,5	2443	4900	28	0,0307	51,6	4,85	74,8
Кадмий	Cd	112,41	8,66	29,0	320,9	766	12,5	0,0549	80	6,5	168
Калий	K	39,10	0,87	84	63,5	759	14,6	0,176	86	6,1	560
Кальций	Ca	40,08	1,54	25	851	1400	78,5	—	—	—	—
Кобальт	Co	58,94	8,8	12,0	1492	3200	65	0,107	60	5,5	63,6
Кремний	Si	28,06	2,33	2,4	1410	2350	—	—	—	—	—
Литий	Li	6,940	0,534	60	186	1400	159	0,79	59	8,55	145
Магний	Mg	24,32	1,76	25,1	650	1120	50	0,233	136	4,2	305
Марганец	Mn	54,93	7,40	24	1250	1900	63	0,103	135	265	177
Медь	Cu	63,57	8,93	16,7	1083	2300	51	0,0926	335	1,55	405

Молибден	Mo	96,0	10,2	5,1	2600	3500	48	0,0603	121	5,15	196
Мышьяк	As	74,91	5,72	5,0	830	625	—	—	—	—	—
Натрий	Na	23,00	0,975	72	97,6	878	27,5	0,286	94	4,26	340
Неодим	Nd	144,27	7,0	—	840	—	—	—	—	—	—
Никель	Ni	58,69	8,9	13,4	1453	3075	72	0,102	58	6,5	64
Ниобий	Nb	93,8	8,5	7,06	1950	3700	—	0,064	41	14	75,5
Олово	Sn	118,70	7,3	21	231,9	2275	14	0,053	57	11	148
Осьмий	Os	191,5	22,48	6,1	2500	—	—	—	—	—	—
Палладий	Pd	106,7	12,0	11,8	1555	—	36	0,057	61	—	88
Платина	Pt	195,23	21,46	8,95	1769	4000	25	0,0316	60	9,8	88,5
Рений	Re	186,31	20,5	—	3150	—	—	—	—	—	—
Родий	Rh	102,9	12,44	7,85	1960	4500	52	0,0582	77	4,3	106
Рубидий	Rb	85,46	1,54	90	39	696	6,1	0,080	40	11,4	324
Свинец	Pb	207,22	11,35	28,3	327,3	1750	5,5	0,0304	30,2	19,0	87,5
Селен	Se	78,96	4,4	37	220	688	16,4	—	—	—	—
Сера ромбическая	S	32,06	2,06	74	112,8	444,6	9,4	—	0,18	—	—
Сера монокристаллитная	S	32,06	1,96	80	119,0	—	11	—	—	—	—
Серебро	Ag	107,88	10,50	19,49	960,5	2100	25	0,056	360	1,50	612
Сурьма	Sb	121,76	6,69	9,2	630,5	1640	39	0,049	16,2	36,3	49,5
Таллий	Tl	204,39	11,85	28	302,5	1450	5	—	32	—	—
Тантал	Ta	180,88	16,6	6,5	3000	—	—	—	47	—	—
Теллур	Te	127,61	6,24	16	452	1390	7	—	—	—	—
Титан	Ti	47,90	4,54	7,7	1800	3400	—	0,127	13	56	22,4
Торий	Th	232,12	11,7	—	—	1700	—	—	—	—	—
Углерод алмаз	C	12,01	13,51	0,91	3540	4000	—	—	—	—	—
Углерод графит	C	12,01	1,7—2,3	7,9	3540	4000	—	0,16	150 и 100	2000	440
Уран	U	238,07	19,1	23	1133	—	—	0,028	16,5	30,6	30,9
Фосфор	P	31,02	1,82	125	44,1	280	5,2	—	—	—	—
Хром	Cr	52,01	7,15	5,9	1830	2300	75,5	0,107	60	14,5	78,5
Цезий	Cs	132,91	1,87	97	28	670	3,8	—	—	78	—
Церий	Ce	140,13	6,8	—	815	1400	—	—	—	—	—
Цинк	Zn	65,38	7,15	30	419,5	905,7	25	0,0917	97	5,5	148
Цирконий	Zr	91,22	6,53	—	1900	—	—	—	—	41	—

Таблица 77 [Л. 2]

Средняя теплоемкость металлов при различных температурах $\overline{c_p}$, *ккал/кг·град*

t, °C	$\overline{c_p}$	t, °C	$\overline{c_p}$	t, °C	$\overline{c_p}$
Алюминий		20	0,177	Медь	
0	0,214	50	0,178	0	0,093
50	0,216	Литий		100	0,094
100	0,218	—200	0,63	200	0,095
150	0,221	—100	0,73	400	0,097
200	0,224	0	0,79	600	0,099
300	0,228	50	0,818	800	0,101
400	0,234	100	0,850	1000	0,103
500	0,238	150	0,878	Олово	
600	0,244	180	0,90	0	0,053
Висмут		Магний		50	0,054
0	0,0295	0	0,233	100	0,055
50	0,0298	100	0,246	150	0,056
100	0,0301	200	0,253	200	0,057
150	0,0304	300	0,260	230	0,058
200	0,0307	400	0,266	Свинец	
250	0,0310	500	0,271	—180	0,0291
Железо		600	0,274	—100	0,0294
0	0,105	Натрий		0	0,0304
100	0,110	—150	0,244	100	0,0311
200	0,115	—100	0,257	200	0,0319
400	0,125	—50	0,273	300	0,0327
600	0,138	0	0,286	Вольфрам	
800	0,154	20	0,288	0	0,032
900	0,159	50	0,292	200	0,0325
1000	0,163	70	0,294	400	0,0330
1200	0,162	90	0,297	600	0,0335
1400	0,162	Никель		800	0,0340
1500	0,166	0	0,102	1000	0,0345
Калий		100	0,107	1200	0,0350
—100	0,16	200	0,113	1400	0,0355
—50	0,174	400	0,122	1600	0,0360
—20	0,175	600	0,124	1800	0,0365
0	0,176	800	0,125		
		1000	0,126		

Таблица 78 [Л. 2]

Теплопроводность металлов и некоторых сплавов при различных температурах λ, *ккал/м·час·град*

t, °C	λ	t, °C	λ	t, °C	λ	t, °C	λ
Алюминий (99,8%)		Алюминий (99,0%)		Алюминий* (92%+8% Mg)		Висмут (99,995%)	
—100	202	—100	176	0	88	—100	10,2
0	197	0	180	100	106	—50	9,1
100	195	100	183	200	127	0	8,1
200	196	200	189			50	7,2
		300	194			100	6,6
		400	198			200	6,1
		500	202				

Продолжение табл. 78

t, °C	λ
Вольфрам	
0	140
100	130
200	121
400	110
600	98
800	91
1000	85
1200	85
1500	93
2000	114
2400	127
Железо (99,999%)	
100	75
200	66
300	57
400	48
500	43
Железо (99,9%)	
0	64
100	58,5
200	53
400	42
600	33
800	26,5
Литий	
—150	72
—100	67
—50	62
0	58,5
50	58
100	61
150	63
Медь (99,9%)	
0	338
100	331
200	325
300	319
400	314
500	309
600	304
700	299
800	293
900	286
1000	275

t, °C	λ
Натрий	
—10	100
0	94
70	94
Никель (99,94%)	
—50	85
0	80
100	71
200	63
400	52
Никель (99,2%)	
—50	60
0	58
100	53
200	50
400	45
600	49
800	56
Никель (99,97%)	
—50	55
0	53
100	49
200	47
400	42
600	45
800	50
Свинец (99,99%)	
—250	42,0
—200	35,0
—100	31,5
0	30,2
50	29,5
100	28,8
150	28,2
200	27,4
300	26,0
327	25,8

t, °C	λ
Серебро (99,98%)	
—200	366
—100	363
0	360
100	358
150	357
Серебро (99,9%)	
—100	361
0	353
100	337
200	320
300	311
400	311
500	315
600	322
Цинк (99,993%)	
—200	101
—100	99
0	97
100	93,5
200	90
300	86
400	82
Уран	
0	16,5
100	17,5
200	20,0
300	20,8
450	22,2
Цирконий (100%)	
100	18,0
200	17,5
300	17,1
400	17,1
500	17,5
600	18,5
700	19,7

t, °C	λ
Цирконий (97%+3% Sn)	
100	10,3
200	11,4
300	12,5
400	13,4
500	14,4
600	15,5
Дюралюминий (94÷96% Al, 3÷5% Cu, 0,5% Mg)	
0	137
100	156
200	167
Латунь* (90% Cu, 10% Zn)	
0	88
100	101
200	115
300	128
400	143
500	155
600	168
Латунь* (67% Cu, 33% Zn)	
0	86
100	92
200	97
300	104
400	110
500	116
600	130
Бронза* (57% Cu, 37% Zn, 2,3% Mn)	
0	60
100	63
200	67
300	71
400	76
Нейзильбер* (62% Cu, 15% Ni, 22% Zn)	
100	27
200	34
300	39
400	42

* Позиции, отмеченные звездочкой (*), приняты не по данным [Л. 2].

Теплопроводность сталей и никелевых

Марка стали (сплав)	Состав, %									
	C	Si	Mn	Cr	Ni	Mo	V	W	Al	Cu
Углеродис										
Техиически чистое железо	0,02		0,03							
Ст. 20	0,18	0,20	0,54							
Ст. 30	0,31	0,46	0,71							
У8	0,81	0,22	0,32							
У12	1,22	0,16	0,35	0,11	0,13	0,01	0	0	0,006	0,077
Легированные конструк										
15ХФ	0,15	0,26	0,57	1,03			0,30			
34ХН3	0,34	0,25	0,40	1,1	2,6					
12ХН3	0,15	0,37	0,47	0,70	2,95					
38ХСВ2	0,33	1,40	0,30	1,20	—			2,2		
1Х5	0,10	0,18	0,45	5,15	—					
20ХН5В	0, 9	0,48	0,43	1,42	4,33			1,10		
20Х2МФ	0,25	0,27	0,5	1,7	—	0,25	0,2			
12МХ	0,15	0,28	0,54	0,52	—	0,50	—			
Нержавеющие и жаропрочные										
4Х8С3	0,35	3,20	0,48	8,0	0,18					
1Х13	0,07	0,09	0,09	12,0	0,23					
2Х13	0,17	0,35	0,40	13,20						
1Х25	0,10	0,45	0,40	26,0	0,18					
1Г20Х15	0,05	0,66	0,88	14,66						
1Х18Н9Т	0,09	0,74	0,88	18,1	9,82	Ti 0,45				
Х25Н20	0,10	0,84	1,83	25,54	20,68					
Ла-3	0,13	0,54	0,62	14,62	13,5	1,98	0,5	1,7	Ti 0,27	Nb 0,48
(1Х14Н14В2)										
ЭИ 257	0,10	0,59	0,43	15,3	12,3	0,72	—	2,76	—	—
4Х7Н36	0,45	0,33	0,38	7,12	36,8	—	—	—	—	—
ЭИ 607	0,02	0,42	0,5	15,4	основа	Nb 1,67	Ti 1,49		0,55	
Нихром	—	—	—	10	90	—	—	—	—	—
Нихром	—	—	—	20	80	—	—	—	—	—
				16	61	Fe 23	—	—	—	—
Монельметалл	—	—	—	—	67	Fe 2	—	—	—	20
Хромель	—	—	—	~10	~90	—	—	—	—	—
Алюмель	—	1,0	2,0	—	95	—	—	—	2,0	—

Литература: 1. А. А. Арманд, „Известия ВТИ", № 81940; 2. Р. Е. Кржи № 3, 1955; 4. Д. Л. Тимрот, ЖТФ, № 7, 1935; 5. Р. Г. Черная, „Качественная „J. Iron Stee. Inst.", № 154, 1946; 8. Shelton, Swanger, „J. Am. Sos. St. Treating", Ю. П. Нехендзи, Фасонное литье из литой стали, сб. статей „Литейное пронзводство", Лениз

Таблица 79

сплавов при различных температурах

Теплопроводность при температуре °С										Источник (см. в конце таблицы)
0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	
тые стали										
61,8	57,4	52,2	47,4	42,1	37,5	—	—	—	—	8
43,2	42,0	42,5	39,6	38,2	37,1	—	—	—	—	5
43,6	41,1	38,9	36,4	33,8	31,3	28,1	24,5	22,7	22,7	5
41,4	40,4	40,7	38,6	36,4	34,9	—	—	—	—	5
39,2	38,5	37,5	35,3	—	—	—	—	—	—	7
ционные стали										
37,5	37,1	36,4	36,2	34,2	31,3	28,2	25,6	—	—	3
32,0	31,3	30,3	29,4	29,2	28,8	—	—	—	—	5
	31,0	29,7	28,5	27,2	26,0	24,2	22,2	21,6	22,4	4
32,8	33,1	33,5	33,8	30,1	26,3	25,2	24,1	23,0	22,0	4
31,3	31,5	31,6	31,2	30,2	29,3	—	—	—	—	8
22,8	22,4	23,0	25,0	26,8	28,6	27,4	25,8	25,2	27,5	4
—	34,2	33,4	32,55	31,65	30,9	29,9	—	—	—	2
—	36,2	35,9	34,9	33,5	31,9	30,4	28,9	27,7	26,5	3
стали и сплавы										
14,05	15,6	17,3	18,2	18,7	19,1	—	—	—	—	4
20,5	21,4	22,3	23,1	23,8	—	—	—	—	—	8
20,5	21,9	22,2	22,7	22,7	22,9	22,7	22,5	23,0	23,8	3
17,3	18,0	18,85	19,7	20,5	20,9	—	—	—	—	8
11,4	12,6	13,7	14,8	15,85	16,95	18,0	19,1	19,8	21,2	3
—	13,8	15,1	16,5	17,9	19,2	20,5	21,9	23,7	—	3
11,15	12,25	14,05	15,85	17,3	19,45	21,6	23,8	25,9	28,1	6
—	12,68	14,26	15,78	17,32	18,87	20,4	21,9	—	—	10
—	13,4	14,7	16,1	17,3	18,6	19,7	20,9	22,3	23,2	3
13,7	14,0	14,2	14,9	16,4	17,8	19,1	20,5	22,1	25,7	4
—	11,6	13,5	15,3	17,2	19,1	21,0	22,8	24,7	—	2
14,7	16,3	18,0	19,6	21,2	—	—	—	—	—	9
10,5	11,9	13,4	14,8	16,3	—	19,4	—	—	—	9
10,2	11,4	12,6	13,8	15	—	—	—	—	—	8
—	21	23,7	26	29	—	—	—	—	—	8
—	16,4	18,0	19,6	21,3	22,9	—	—	—	—	
—	25,4	27,3	30,1	32,8	35,4	—	—	—	—	

жановский, „Теплоэнергетика", № 1, 1958; 3. Б. Е. Неймарк, „Теплоэнергетика", сталь", № 7, 1935; 6. Hogan, Sawyer, „J. Appl. Physics", № 2, 1952; 7. Powell № 25, 1933; 9. С. С. Кутателадзе, Осиовы теории теплообмена, Машгиз, 1957; 10. дат, 1957.

Таблица 80 [Л. 8]

Физические свойства некоторых жидких металлов

Наименование металла	Обозначение	Атомный вес	Точка плавления, °С	Теплота плавления, *ккал/кг*	Точка кипения при 760 *мм* рт. ст., °С	Теплота парообразования, *ккал/кг*	Упругость паров, *мм* рт. ст.	При температуре, °С	Плотность, *г/см³*	При температуре, °С	Теплоемкость, *ккал/кг·град*	При температуре, °С	Вязкость×10⁶ *кг·сек/м²*	При температуре, °С	Теплопроводность, *ккал/м·час·град*	При температуре, °С	Электросопротивление, *ом·см·10⁶*	При температуре, °С	Поверхностное натяжение × 10³, *эрг/см²*	При температуре, °С	Изменение объема при плавлении, %
Алюминий	Al	26,97	660,2	96	2450	3050	1537	1	2,38	660			296	700	89	700	19,6	657	53	750	6,6
							1770	10	2,369	700		660	143	800	101	790	20,5	670			
							2081	100	2,315	900	0,259						21,3	735			
							—	200	2,261	1100		1000					22,4	807			
							2360	400	—	—							23,2	870			
Висмут	Bi	209,0	271,0	12	1477	204,3	917	1	10,03	300	0,034	271	169,5	304	14,75	300	128,9	300	38,4	300	−3,32
							1067	10	9,91	400	0,0354	400	131	451	13,3	400	134,2	400	38,0	350	
							1257	100	9,66	600	0,0376	600	101,5	600	13,3	500	145,25	600	37,8	400	
							1325	200	9,4	802	0,0397	800			13,3	600	153,53	750	37,4	450	
							1400	400	9,2	962	0,0419	1000			13,3	700			37,0	500	
Свинец	Pb	207,21	327,4	5,89	1737	204,6	987	1	10,51	400	0,039	327	216,5	441	14,0	330	94,6	327	45,0	350	3,6
							1167	10	10,39	500	0,037	400	210	456	13,65	400	98,0	400	44,7	400	
							1417	100	10,27	600	0,037	500	173,5	551	13,30	500	107,2	600	4,7	450	
							1508	200	10,04	800			137,6	703	12,95	600	116,4	800	44,0	500	
							1611	400	9,81	1000			121	844	12,95	700	125,7	1000			
Литий	Li	6,94	179,0	158	1317	4680	745	1	0,534	20											
									0,507	200	1,0	200	60,5	183,4	28	200	45,25	230	—	—	1,5
							890	10	0,49	400	1,0	600	58,6	193,2	30	300					
							1084	100	0,474	600	1,0	1000	56,5	208,1	32,5	400					
							1156	200	0,457	800			50,2	250,8	36	500					
							1236	400	0,441	1000			46,4	285,5							

Магний	Mg	24,32	651	82,2	1103	1337	621 702 909 967 1034	1 10 100 200 400	1,572 1,55 1,536 1,51 1,47	651 678 700 720 750	0,317 0,321 0,332 0,337 0,342	651 727 927 1027 1120							57,5 51,4	681 894	4,2
Серебро	Ag	107,88	960,5	24,9	2212	556	1357 1575 1865 1971 2090	1 10 100 200 400	9,3 9,26 9,2 9,1 9,0	960,5 1000 1092 1195 1300	0,0692	960,5 1300	299	1200	—	—	17,0 18,2 19,4 20,5 21,0	1000 1100 1200 1300 1340	94,4	995	4,99
Олово	Sn	118,7	231,9	14,5	2270	573	1492 1703 1968 2063 2169	1 10 100 200 400	6,834 6,761 6,729 6,671 6,64	409 523 574 648 704	0,058	250	195 170 141 120 107	240 300 400 500 600	28,8 29,2 28,4 28,1	240 292 417 498	47,6 51,4 56,8 62,7 68,6	231,9 400 600 800 1000	53,6 53,2 53,0 52,5 52,0	300 350 400 450 500	2,6
Цинк	Zn	65,38	419,5	24,4	906	419,5	487 593 736 788 844	1 10 100 200 400	6,92 6,81 6,57	419,5 600 800	0,1199 0,1173 0,1076 0,1044 0,1012	419,5 600 800 900 1000	324 284 229 192	450 500 600 700	49,5 49,0 48,5	500 600 700	35,3 35,4 35,0 35,65 35,7	419,5 500 600 700 800	80,5 79,5 78,5 77,6	510 550 600 640	6,9
Ртуть (свойства ртутного пара см. табл. 81)	Hg	200,61	—38,87	2,8	357	69,7	126,2 184,0 261,7 290,7	1 10 100 200	13,645 13,546 13,352 13,115	—20 20 100 200	0,0333 0,0328 0,0324 0,0323	0 100 200 300	194 189 171,5 157 123	38,87 —20 0 20 100	7,05 8,32 9,4 10,05	0 60 120 160	98,4 103,2 114,2 127,5	50 100 200 300	47,5 46,3 44,5 41,3	20 112 200 300	3,6

Продолжение таблицы 80

Наименование металла	Обозначение	Атомный вес	Точка плавления, °С	Теплота плавления ккал/кг	Точка кипения при 760 мм рт. ст., °С	Теплота парообразования, ккал/кг	Упругость паров, мм рт. ст.	При температуре, °С	Плотность, г/см³	При температуре, °С	Теплоемкость, ккал/кг·град	При температуре, °С	Вязкость × 10⁵, кг·сек/м²	При температуре, °С	Теплопроводность, ккал/м·час·град	При температуре, °С	Электросопротивление, ом·см·10⁵	При температуре, °С	Поверхностное натяжение × 10³, эрг/см²	При температуре, °С	Изменение объема при плавлении, %
Ртуть (свойства ртутного пара см. табл. 81)							323,0	400	12,881 12,3	300 537	0,0326	450	103 92,8 84,5 79 75,3	200 300 400 500 600	10,9	220	135,5	350	40,3	354	
Калий	K	39,096	63,7	14,6	757	496	342 443 581 635 696	1 10 100 200 400	0,819 0,795 0,771 0,747 0,723 0,701 0,676	100 200 300 400 500 600 700	0,1697 0,194 0,189 0,185 0,183 0,182 0,1825 0,1846 0,188	0 100 200 300 400 500 600 700 800	52,5 33,7 26,3 19,5 13,9	69,6 167,4 250 400 700	**38,6** 36,4 34,4 32,4 **30,5**	200 300 400 500 600	13,16 18,7 25,0 28,2 31,4	64 150 250 300 350	8,76	100 150	**2,41**
Натрий	Na	22,997	97,8	27,05	883	1005	440 548 696	1 10 100	0,972 0,968 0,964	0 20 40	0,286 0,292 0,299	0 25 50	72 55,1 45,9	100 150 200	70,0 65,0 61,2	200 300 400	9,65 13,18 14,9	100 200 250	19,4 18,9 18,4	100 150 200	**2,5**

Натрий							752 815	200 400	0,96 0,955 0,951 0,927 0,904 0,882 0,85 0,834 0,809 0,783 0,757	60 80 97,8 100 200 300 400 500 600 700 800	0,312 0,326 0,331 0,3305 0,32 0,3116 0,3055 0,3015 0,299 0,300 0,303 0,308	75 97,8 97,8 100 200 300 400 500 600 700 800 900	40 35,2 29,0 24,8 21,4 19,0 16,8 15,3	250 300 400 500 600 700 800 900	57,3 53,6 50,5 46,8	500 600 700 800	16,7 18,44	300 350	17,9 17,4 16,9 16,4 15,9	250 300 350 400 450	
Сплав натрия с калием 56% Na+44% K	Na + +K	28,1 (расчет)	19	—	825	—	382 490 638 696 760	1 10 100 200 400	0,886 0,850 0,814 0,778 0,742	100 250 400 550 700	0,269 0,255 0,249 0,248 0,253	100 300 500 600 800	56,7 42,0 32,2 23,4 16,4	103,7 167,5 250 400 700	22,1 22,8 23,3 23,8 24,3	100 200 300 400 500	33,0 35,5 38,0 41,0	50 100 150 200	10 11	19 250	2,5
Сплав натрия с калием 22% Na+78% K (весовые проценты); сплав, близкий к эвтектическому	Na+ +K	33,9 (расчет)	—11	—	784	—	355 458 603 659 721	1 10 100 200 400	0,847 0,811 0,775 0,739 0,703	100 250 400 550 700	0,238 0,217 0,21 0,209 0,213	0 200 400 600 800	47,7 36,6 28,4 21,0 14,9	103,7 167,5 250 400 700	21,0 22,9	100 400	37,5 41,0 44,0 47,0	50 100 150 200	11 12	—11 250	2,5
Сплав свинца с висмутом Pb 44,5% + + Bi, 55,5% (эвтектический)	Pb+ +Bi	208 (расчет)	125	—	1670	—	—	—	10,46 10,19 9,91 9,64 9,36	200 400 600 800 1000	0,035	144 358	173 141 132 125 119	332 450 500 550 600	7,93 8,30 8,65 9,38 9,74	160 200 240 300 320	113 118 123 128	200 300 400 500	37,4 36,4	800 1000	0,0

Расчетный метод определения теплопроводности сталей

Р. Е. Кржижановский предложил расчетный метод определения теплопроводности сталей, основанный на предположении, что при выбранной термической обработке (отжиг для углеродистых и хромистых сталей и закалка или нормализация для сталей аустенитного класса) теплопроводность является функцией объемного содержания в стали всех элементов (кроме железа) и температуры. Объемное содержание примесей подсчитывается по формуле:

$$V = \Sigma g_i \frac{A_{Fe}}{A_i},$$

где V — суммарное объемное содержание примесей, g_i — весовое содержание элемента в стали, %, A — атомный вес.

Элемент	C	Si	Mn	P	S	Gr	Ni	Mo	V	W	Co	Cu	Ti	Nb	Al
A_{Fe}/A_i	4,66	1,99	1,02	1,86	1,74	1,07	0,952	0,582	1,09	0,32	0,947	0,878	1,16	2,07	0,60

Точность расчетных методов проверена на большом экспериментальном материале.

I. Теплопроводность углеродистых сталей

Расчетная формула: $\lambda = K(635 - t)10^{-2} + 28{,}8$ *ккал/м·час·град*

V, %	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
K	5,58	5,08	4,64	4,17	3,74	3,38	3,13	2,92	2,77	2,66
V, %	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0
K	2,52	2,45	2,34	2,27	2,19	2,16	—	2,03	1,98	1,94

$$V = 4{,}66g_C + 1{,}99g_{Si} + 1{,}02g_{Mn}$$

Пределы применимости формулы: $V = 0{,}2 \div 7\%$; $t = 50 \div 500°C$. Точность формулы: около 10—12%.

II. Теплопроводность хромистых сталей

Теплопроводность хромистых сталей может быть определена по приводимой ниже таблице.

Пределы применимости представленной таблицы $V = 4 \div 30\%$; $t = 100 \div 600°$ С. Точность таблицы: 10—15%.

t, °C	V, %													
	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30
100	28,8	26,6	24,8	23,8	22,7	22,0	21,6	21,2	21,2	20,9	20,7	20,5	20,2	20,0
200	28,1	25,9	24,5	23,4	22,8	22,3	22,1	22,0	21,6	21,4	21,2	20,9	20,9	20,5
300	27,0	25,2	24,1	23,4	22,8	22,5	22,3	22,3	22,0	22,0	22,0	21,8	21,6	21,6
400	25,9	24,6	23,7	23,4	23,0	22,7	22,5	22,3	22,3	22,3	22,3	22,3	22,3	22,3
500	24,8	24,1	23,6	23,2	23,0	22,7	22,7	22,7	22,7	22,7	22,7	22,7	22,7	22,7
600	23,8	23,4	23,2	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0	23,0

III. Теплопроводность сталей аустенитного класса

Расчетная формула: $\lambda = 13{,}3t \cdot 10^{-3} + 11{,}9$ *ккал/м·час·град.*

Пределы применимости формулы: пригодна для всех сталей аустенитного класса при $t = 50$—900°С. Точность формулы: 10—15%.

Таблица 81 [Л. 2]

Физические свойства ртутного пара при атмосферном давлении

t, °C	$\lambda \cdot 10^3$ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	$\mu \cdot 10^6$ $кг \cdot сек/м^2$	Pr	$\nu \cdot 10^6$ $м^2/сек$	c_p $ккал/кг \cdot град$	$\frac{c_p}{c_v}$	$a \cdot 10^2$ $м^2/час$	γ, $кг/м^3$
200	6,60	4,6	0,620	—	—	—	—	—
300	8,05	5,64	0,618	—	—	—	—	—
400	9,50	6,71	0,616	18,1	0,0248	1,67	10,4	3,64
500	10,9	7,80	0,613	24,1	0,0248	1,67	13,8	3,16
600	12,4	8,67	0,612	31,1	0,0248	1,67	17,5	2,80

Таблица 82 [Л. 7]

Термодинамические свойства ртути и ртутного пара на линии насыщения

Температура кипения °C	Давление пара p $кГ/см^2$	Теплота жидкости i' $ккал/кг$	Теплосодержание пара i'' $ккал/кг$	Теплота парообразования r $ккал/кг$	Удельный объем жидкости v' $м^3/кг$	Удельный объем пара v'' $м^3/кг$
118,5	0,0010	3,96	76,22	72,26	0,0000752	165,9
128,4	0,0016	4,23	76,44	72,21	753	113,0
134,6	0,002	4,45	76,61	72,16	754	86,16
144,1	0,003	4,76	76,86	72,10	755	58,78
151,2	0,004	4,98	77,03	72,05	756	44,84
161,5	0,005	5,31	77,32	71,98	758	30,62
168,9	0,008	5,58	77,62	71,94	759	23,35
175,0	0,010	5,79	77,69	71,90	0,0000760	18,94
186,6	0,015	6,16	77,98	71,82	761	12,95
195,0	0,02	6,44	78,20	71,76	762	9,893
207,6	0,03	6,85	78,53	71,68	764	6,772
216,9	0,04	7,16	78,78	71,62	765	5,178
221,5	0,05	7,41	78,98	71,57	766	4,206
230,9	0,06	7,63	79,16	71,53	767	3,550
241,0	0,08	7,98	79,44	71,46	769	2,716
249,6	0,10	8,25	79,66	71,41	0,0000770	2,209
256,7	0,12	8,48	79,84	71,36	771	1,866
262,7	0,14	8,68	80,00	71 32	772	1,618
268,6	0,16	8,86	80,14	71,28	772	1,430
272,9	0,18	9,02	80,27	71,25	773	1,282
277,3	0,20	9,16	80,38	71,22	774	1,1630
286,7	0,25	9,46	80,62	71,16	0,0000775	0,9464
294,4	0,30	9,73	80,84	75,11	776	0,7995

Продолжение табл. 82

Температура кипения °С	Давление пара p кГ/см²	Теплота жидкости i' ккал/кг	Теплосодержание пара i'' ккал/кг	Теплота парообразования r ккал/кг	Удельный объем жидкости v' м³/кг	Удельный объем пара v'' м³/кг
301,7	0,35	9,96	81,02	71,06	777	0,6941
308,0	0,40	10,18	81,19	71,09	779	0,6140
318,8	0,5	10,55	81,49	70,94	0,0000780	0,5003
328,0	0,6	10,86	81,74	70,88	781	0,4234
335,9	0,7	11,12	81,94	70,82	783	0,3677
340,7	0,8	11,34	82,01	70,77	783	0,3253
349,2	0,9	11,56	82,29	70,73	784	0,2922
355,9	1,0	11,76	82,45	70,68	0,0000785	0,2655
365,8	1,2	12,11	82,66	70,62	787	0,2240
374,0	1,4	12,58	82,94	70,56	788	0,1953
381,9	1,6	12,64	83,14	70,50	789	0,1730
389,3	1,8	12,90	83,35	70,45	790	0,1555
395,8	2,0	13,11	83,51	70,40	0,0000794	0,1414
401,7	2,2	13,32	83,68	70,36	792	0,1296
407,4	2,4	13,54	83,86	70,32	793	0,1198
412,4	2,6	13,70	83,98	70,28	794	0,1114
417,0	2,8	13,87	84,11	70,24	794	0,1043
422,4	3,0	14,04	84,25	70,21	0,0000795	0,09798
432,8	3,5	14,40	84,58	70,13	797	0,08524
442,4	4,0	14,74	84,80	70,06	798	0,07558
451,0	4,5	15,03	85,02	69,99	799	0,06801
458,0	5,0	15,30	85,28	69,93	0,0000801	0,06487
466,8	5,5	15,56	85,48	69,87	802	0,05682
472,8	6,0	15,78	85,59	69,84	803	0,05254
479,1	6,5	15,99	85,75	69,76	804	0,04891
485,1	7,0	16,20	85,91	69,94	805	0,04578
496,3	8,0	16,59	86,20	69,64	806	0,04065
506,3	9,0	16,94	86,47	69,53	808	0,03 60
515,5	10,0	17,25	86,70	69,45	0,0000809	0,03383
532,3	12,0	17,85	87,15	69,30	812	0,02837
546,7	14,0	18,35	87,54	69,16	814	0,024 6
559,8	16,0	18,84	87,84	69,03	816	0,02200
571,4	18,0	19,28	88,14	68,91	818	0,01933
582,4	20,0	19,62	88,42	68,80	0,0000819	0,01808
606,5	25,0	20,46	89,00	68,54	823	0,01487
627,1	30,0	21,18	89,48	68,30	827	0,01268
645,0	35,0	21,83	89,91	68,08	830	0,01109
661,8	40,0	22,41	90,28	67,87	832	0,009873
677,0	45,0	22,90	90,62	67,67	835	0,008923
690,9	50,0	23,44	90,91	67,47	837	0,008148

Таблица 83 [Л. 2]

Физические свойства различных технических материалов

Материал	Влажность весовая W, %	γ, кг/м³	t, °С	λ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	c_p, $\frac{ккал}{кг \cdot град}$
Асфальт	0	2120	0—30	0,52—0,64	0,40
Бакелитовый лак	—	1400	—	0,25	—
Бетон сухой	0	1600	20	0,72	0,20
Железобетон	8	2200	20	1,33	0,20

Продолжение табл. 83

Материал	Влажность весовая W, %	γ, кг/м³	t, °С	λ, $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	c_p, $\frac{ккал}{кг \cdot град}$
Шлакобетон	13	1500	20	0,60	0,19
Бумага обыкновенная	Воздушно-сухая	—	20	0,12	0,36
Вата хлопчатобумажная	То же	80	30	0,036	—
Глина	15—20	2000—1600	20	0,8—0,6	0,20
Глина огнеупорная	0	1845	450	0,89	0,25
Гравий	Воздушно-сухой	1840	20	0,31	—
Замазка Менделеева	—	950	—	0,111	—
Замша	Воздушно-сухая	340	—	0,046	—
Дерево:					
дуб поперек волокон	6—8	825	0—15	0,17—0,18	0,57
дуб вдоль волокон	6—8	819	12—50	0,30—0,37	0,57
сосна поперек волокон	8	546	0—50	0,12—0,14	0,65
сосна вдоль волокон	8	—	20—25	0,30—0,35	0,65
фанера клеевая	0	600	0	0,13	0,60
Древесный уголь кусковой	Естественной влажности	190	80	0,064	—
Картон	Воздушно-сухой	—	20	0,12—0,30	0,36
Кирпич:					
красный машинной формовки	Воздушно-сухой	1800	0	0,66	0,21
Кожа	То же	—	20	0,12—0,14	—
Котельная накипь:					
богатая гипсом	0	2000—2700	100	0,6—2	—
богатая известью	0	1000—2500	100	0,13—2	—
богатая силикатами	0	300—1200	100	0,07—0,20	—
Кварц кристаллический:					
поперек оси	—	—	0	6,2	—
вдоль оси	—	0	0	11,7	—
Ламповая сажа	Воздушно-сухая	165	40	0,06—0,10	—
Льняная ткань	То же	—	—	0,076	—
Мел	Воздушно-сухой	2000	50	0,80	0,21
Миканит	То же	—	20	0,18—0,35	—
Мрамор	" "	2800	0	1,12—3	0,22
Парафин	—	920	20	0,23	—
Плексиглас	—	—	20	0,158	—
Пробковые плиты	0	147—198	80	0,036—0,046	0,42
Резина:					
твердая обыкновенная	—	1200	0—100	0,135—0,138	0,33
мягкая	—	—	20	0,11—0,14	0,33
Сланец	Воздушно-сухой	—	94	1,28	—
Слюда (поперек слоев)	—	2600—3200	20	0,40—0,50	0,21
Стекло:					
зеркальное	—	2550	0—100	0,67—0,76	0,186
обыкновенное	—	2500	—	0,64+0,001t	0,16
термометрическое	—	2590	20	0,83	—
пирекс	—	—	0	0,89	—
пирекс	—	—	400	1,33	—
кварцевое	—	2210	—180	0,61	—

Продолжение табл. 83

Материал	Влажность весовая W, %	γ, кг/м³	t, °С	λ $\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}$	c_p $\frac{ккал}{кг \cdot град}$
кварцевое	—	—	—100	0,93	—
„	—	—	0	1,16	—
„	—	—	100	1,22	—
„	—	—	200	1,28	—
„	—	—	300	1,38	—
„	—	—	400	1,51	—
„	—	—	600	1,79	—
„	—	—	800	2,06	—
„	—	—	1000	2,34	—
„	—	—	1200	2,62	—
Сукно	0	250	—	0,045	—
Текстолит	—	1300—1400	20	0,20—0,29	0,35—0,36
Фарфор	—	2400	95	0,89	0,26
„	—	2400	1055	1,69	0,26
Фибра красная	—	1290	20—100	0,40—0,43	—
Шелк	—	100	0—93	0,037—0,05	—
Шерстяная ткань	0	240	—	0,045	—
Эбонит	—	1200	20	0,135—0,15	—
Штукатурка известковая	6—8	1600	0	0,60	0,20

Таблица 84 [Л. 2]

Теплоемкость некоторых термоизоляционных материалов при 20 °С c_p, ккал/кг·град

Наименование материала	c_p
Асбест (волокно)	0,20
Асбест (картон, шнур и т. п.)	0,20
Асбоцементные плиты	0,20
Войлок (шерстяной)	0,45
Зола и шлаки	0,18
Камышит	0,36
Минеральная вата	0,22
Пенобетон	0,20
Стекловолокно	0,20

Таблица 85 [Л. 2]

Теплопроводность сухих термоизоляционных материалов при различных температурах

Наименование материала	Объемный вес, *кг/м³*	Коэффициент теплопроводности сухого материала в зависимости от температуры λ, *ккал/м·час·град*	Допускаемая температура, ° С
Асбест	500	0,091+0,00016*t*	600
	400	0,081+0,00016*t*	
	300	0,072+0,00014*t*	
	200	0,064+0,00014*t*	
	100	0,052+0,00014*t*	
Асбоцементные плиты	400	0,076+0,00011*t*	450
	300	0,068+0,00010*t*	
Асбестовый картон	1000	0,135+0,00012*t*	450
Асбестовый шнур (крученый)	750	0,153+0,000084*t*	450
Асбестовый пух-шнур	750	0,15 при 100° С	450 без хлопка, 200 с добавкой хлопка
	550	0,13 при 100° С	
	250	0,09 при 100° С	
Войлок шерстяной	300	0,04+0,00017*t*	90
Шлак котельный	1300	0,32 при 30° С	500
	1200	0,29 при 30° С	
	1100	0,26 при 30° С	
	1000	0,23 при 30° С	
	900	0,20 при 30° С	

Таблица 86 [Л. 2]

Теплопроводность термоизоляционных материалов в зависимости от влажности и температуры λ, *ккал/м·час·град*

Наименование материала	Температура *t*, °С	Относительная весовая влажность *W*, %						
		0	10	20	30	40	50	60
Песок								
γ = 1380 *кг/м³*	0—40	0,300	0,570	0,800	—	—	—	—
γ = 1640 *кг/м³*	0—40	0,320	0,830	1,060	—	—	—	—
Стекляная вата								
γ = 200 *кг/м³*	20—30	0,040	0,045	0,051	0,055	0,060	0,064	0,068
γ = 150 *кг/м³*	20—30	0,035	0,038	0,043	0,046	0,049	0,052	0,055

Таблица 87 [Л. 10, 15]

Степень черноты полного нормального излучения для различных материалов

Наименование материала	t, °С	ε
Алюминий полированный	50—500	0,04—0,06
Алюминий с шероховатой поверхностью	20—50	0,06—0,07
Алюминий сильно окисленный	50—500	0,2—0,3
Алюминиевый лак по шероховатой поверхности	20	0,4
Алюминиевая окраска	50	0,5
Алюминиевая бронза	20	0,6
Бронза полированная	50	0,1
Бронза пористая, шероховатая	50—150	0,55
Вольфрам	200	0,05
Вольфрам	600—1000	0,1—0,16
Вольфрам	1500—2200	0,24—0,31
Железо листовое оцинкованное, блестящее	30	0,23
Железо листовое оцинкованное, окисленное	20	0,28
Жесть белая старая	20	0,28
Золото, тщательно полированное	200—600	0,02—0,03
Латунь полированная	200	0,03
Латунь матовая, тусклая	20—350	0,22
Латунь листовая, прокатанная	20	0,06
Латунь листовая, обработанная наждаком	20	0,2
Латунь окисленная при 600° С	200—600	0,59—0,61
Медь полированная	50—100	0,02
Медь торговая, шабренная до блеска	20	0,07
Медь окисленная	50	0,6
Медь окисленная	500	0,88
Медь расплавленная	1100—1300	0,13—0,15
Молибден	600—1000	0,08—0,13
Молибден	1500—2200	0,19—0,26
Молибденовая нить	700—2500	0,1—0,3
Никель технически чистый, полированный	200—400	0,07—0,09
Никель окисленный при 600° С	200—600	0,37—0,48
Никель, нанесенный на чугунную поверхность	50	0,05
Никелевая проволока	200—1000	0,1—0,2
Окись никеля	500—650	0,52—0,59
Окись никеля	1000—1250	0,75—0,86
Нихромовая проволока, чистая	50	0,65
Нихромовая проволока, чистая	500—1000	0,71—0,79
Нихромовая проволока, окисленная	50—500	0,95—0,98
Олово блестящее	20—50	0,04—0,06
Платина чистая полированная	200—600	0,05—0,1
Платина	1000—1500	0,14—0,18
Платиновая проволока	50—200	0,06—0,07
Платиновая проволока	500—1000	0,1—0,16
Платиновая проволока	1400	0,18
Платиновая лента	900—1100	0,12—0,17
Ртуть чистая	0,100	0,09—0,12
Серебро чистое, полированное	200—600	0,02—0,03
Свинец	250	0,08
Свинец серый, окисленный	20	0,28
Свинец окисленный	200	0,63
Сталь листовая, шлифованная	950—1100	0,55—0,61
Стальное литье, полированное	750—1050	0,52—0,56
Сталь, листовой прокат	50	0,56
Сталь с шероховатой плоской поверхностью	50	0,95—0,98
Сталь ржавая, красная	20	0,69
Сталь окисленная	200—600	0,8
Сталь листовая с блестящим слоем окиси	20	0,82
Сталь сильно окисленная	50	0,88
Сталь сильно окисленная	500	0,98

Продолжение табл. 87

Наименование материала	*t*, °C	ε
Сталь алитированная	50—500	0,79
Сталь никелированная, матовая	20	0,11
Сталь свежепрокатанная	20	0,24
Сталь оцинкованная	20	0,28
Сталь легированная (8% Ni; 18% Cr)	500	0,35
Хром полированный	50	0,1
Хром полированный	500—1000	0,28—0,38
Цинк полированный	200—300	0,04—0,05
Цинк окисленный при 400° C	400	0,11
Цинк листовой	50	0,2
Окись цинка	1000—1200	0,5—0,6
Чугун жидкий	1300	0,28
Чугун обточенный	800—1000	0,6—0,7
Чугун окисленный при 600° C	200—600	0,64—0,78
Чугунное литье	50	0,81
Чугун в болванках	1000	0,95
Асбестовый картон	20	0,96
Асбестовая бумага	40—400	0,94—0,93
Асбошифер	20	0,96
Бумага	20	0,8—0,9
Вода (слой толщиной 0,1 *мм* и более)	50	0,95
Смоченная металлическая поверхность	20	0,98
Гипс	20	0,8—0,9
Дерево строганое	20	0,8—0,9
Кварц плавленый шероховатый	20	0,93
Кирпич огнеупорный, слабо излучающий	500—1000	0,65—0,75
Кирпич огнеупорный, сильно излучающий	500—1000	0,8—0,9
Кирпич шамотный	20	0,85
Кирпич шамотный	1000	0,75
Кирпич шамотный	1200	0,59
Кирпич огнеупорный, динасовый	1000	0,66
Кирпич динасовый, неглазурованный шероховатый	1000	0,8
Кирпич динасовый, глазуров нный шероховатый	1100	0,85
Кирпич огнеупорный, корундовый	1000	0,46
Кирпич огнеупорный, магнезитовый	1000—1300	0,38
Кирпич красный, шероховатый	20	0,88—0,93
Кирпичная кладка, оштукатуренная	20	0,94
Лак черный, матовый	40—100	0,96—0,98
Лак черный блестящий, распыленный на железе	20	0,87
Лак белый	40—100	0,8—0,95
Масляные краски различных цветов	100	0,92—0,96
Мрамор сероватый полированный	20	0,93
Резина твердая	20	0,95
Резина мягкая серая, шероховатая	20	0,86
Сажа ламповая	20—400	0,95
Сажа с жидким стеклом	20—200	0,96
Сажа, нанесенная на твердую поверхность	50—1000	0,96
Снег	—	0,96
Стекло	20—100	0,94—0,91
Стекло	250—1000	0,87—0,72
Стекло	1100—1500	0,7—0,67
Толь	20	0,91—0,93
Уголь	100—600	0,81—0,79
Угольная нить	1000—1400	0,53
Фарфор глазурованный	20	0,92
Шеллак черный блестящий на железе	20	0,82
Шеллак черно-матовый	75—150	0,91
Шлаки котельные	0—100	0,97—0,93
Шлаки котельные	200—500	0,89—0,78
Шлаки котельные	600—1200	0,76—0,70
Шлаки котельные	1400—1800	0,69—0,67
Эмаль белая	20	0,9

Таблица 88 [Л. 10]

Коэффициент поглощения различных материалов для солнечных лучей

Наименование материалов	a	Наименование материалов	a
Алюминий полированный	0,26	Краска черная	0,97—0,99
Асфальт	0,89	Медь полированная	0,26
Бумага белая	0,27	Оцинкованное железо новое	0,66
Железо полированное	0,45	Оцинкованное железо старое, грязное	0,89
Железо окисленное, ржавое	0,74	Черепица красная и коричневая	0,65—0,74
Кирпич красный	0,70—0,77		
Краска белая	0,12—0,26		

Таблица 89 [Л. 13

Стандартные температуры

Ванны	t, °С	Ванны	t, °С
Двуокись углерода (температура возгонки)	—78,51	Конденсация паров воды (760 *мм* рт. ст.)	100
Ртуть (температура плавления)	—38,87	Нафталин (температура кипения)	217,96
Лед (температура таяния)	0	Олово (температура плавления)	231,84
$Na_2SO_4 \cdot 10\,H_2O$ (температура превращения)	32,38	Бензофенон (температура кипения)	305,9
$MnCl_2 \cdot 2H_2O$ (температура превращения)	50,09	Сера (температура кипения)	444,6

Таблица 90 [Л. 13]

Охлаждающие смеси для замораживания и охлаждающие ванны постоянной температуры

Ванны	t, °С
$NaCl_2$ 33 части плюс снег 100 частей	—21,3
$CaCl_2 + 6H_2O$ 100 частей плюс снег 70 частей	—54,9
Жидкий азот (точка кипения)	—195,8
Твердая CO_2 (температура возгонки)	—78,5
Ртуть (температура плавления)	—38,9
Жидкий кислород (точка кипения)	—183,0

Таблица 91 [Л. 10]

Значения показательных и гиперболических функций

x	e^{+x}	e^{-x}	sh x	ch x	th x
0,0	1,00	1,00	0,000	1,000	0,000
0,1	1,11	0,90	0,100	1,005	0,100
0,2	1,22	0,82	0,201	1,020	0,197
0,3	1,34	0,74	0,305	1,045	0,291
0,4	1,49	0,67	0,411	1,081	0,380
0,5	1,64	0,61	0,521	1,128	0,462
0,6	1,82	0,55	0,637	1,186	0,537
0,7	2,00	0,50	0,759	1,255	0,604
0,8	2,22	0,45	0,888	1,337	0,664
0,9	2,46	0,41	1,027	1,433	0,716
1,0	2,72	0,37	1,175	1,543	0,762
1,1	3,00	0,33	1,336	1,668	0,801
1,2	3,32	0,30	1,510	1,811	0,834
1,3	3,70	0,27	1,698	1,971	0,862
1,4	4,06	0,25	1,904	2,151	0,885
1,5	4,50	0,22	2,129	2,352	0,905
1,6	4,95	0,20	2,376	2,577	0,922
1,7	5,55	0,18	2,646	2,828	0,935
1,8	6,05	0,17	2,942	3,108	0,947
1,9	6,63	0,15	3,268	3,418	0,956
2,0	7,39	0,14	3,627	3,762	0,964
2,1	8,12	0,12	4,022	4,144	0,971
2,2	9,03	0,11	4,457	4,568	0,976
2,3	9,98	0,10	4,937	5,037	0,980
2,4	11,0	0,091	5,466	5,557	0,984
2,5	12,3	0,083	6,050	6,132	0,987
2,6	13,5	0,074	6,695	6,769	0,989
2,7	14,8	0,067	7,406	7,474	0,991
2,8	16,4	0,061	8,192	8,253	0,993
2,9	18,2	0,055	9,060	9,115	0,994
3,0	20,1	0,050	10,018	10,068	0,995

ЛИТЕРАТУРА

К главе первой

1-1. Г. Гребер и С. Эрк, Основы учения о теплообмене, ОНТИ, 1936.

1-2. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

1-3 J. Fourier, Theorie analitique de la chaleur, Paris, 1822.

К главе второй

2-1. А. А. Гухман, Физические основы теплопередачи, ОНТИ, 1934.

2-2. М. В. Кирпичев и А. А. Гухман, Приложение теории подобия к опыту, Труды ЛОТИ, вып. 1, 1931.

2-3. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

2-4. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, ГИТТЛ, 1954.

2-5. Л. С. Эйгенсон, Моделирование, Изд. „Сов. Наука", 1952.

К главе третьей

3-1. А. А. Аронс и С. С. Кутателадзе, Исследования теплопередачи от подземных трубопроводов методом моделирования, ЖТФ, 1935, № 9.

3-2. Г. А. Варшавский, Определение тепловых потоков в твердом теле при стационарном режиме для случая, когда коэффициент теплопроводности является функцией температуры, „Журн. эксп. и теор. физики," 1936, № 3.

3-3. Г. Гребер и С. Эрк, Основы учения о теплообмене, ОНТИ, 1936.

3-4. Л. Н. Ильин и М. А. Стырикович, Упрощенный расчет теплопередачи в прямых ребрах, „Советское котлотурбостроение", 1939, № 12.

3-5. Л. Н. Ильин и М. А. Стырикович, Упрощенный расчет теплопередачи в поперечных ребрах на круглых трубах, „Советское котлотурбостроение", 1940, № 2.

3-6. И. А. Иоффе, О стационарном температурном поле в полуограниченном массиве с виутренними цилиндрическими источниками тепла, ЖТФ, 1957, № 5.

3-7. Э. С. Карасина, Теплообмен в пучках труб с поперечными ребрами, „Известия ВТИ", 1952, № 12.

3-8. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

3-9. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, ГЭИ, 1956.

3-10. С. Н. Шорин, Теплопередача, ГИЛСиА, 1952.

3-11. Е. П. Шубин, Материалы, методы устройства и расчет тепловой изоляции трубопроводов, ГЭИ, 1948.

3-12. G. Forchheimer, Über die Erwärmung des Wassers in Leitung, Z. d. Architekten und Ingenieur-Vereines zu Hannover, 1888.

3-13. M. Jacob, Heat transfer, New York – London, 1949.

3-14. E. Neussel, Wärmedurchgang und Wärmeaufnahme von Rippenrohren, Arch. f. Wärmewirtschaft, стр. 327, 1929.

3-15. E. Schmidt, Die Wärmeübertragung durch Rippen, Z. VDI, стр. 885, 947, 1926.

К главе четвертой

4-1. Г. Гребер и С. Эрк, Основы учения о теплообмене. ОНТИ, 1936.

4-2. А. П. Ваничев, Приближенный метод решения задач теплопроводности в твердых телах, см. [Л. 3-9].

4-3. А. П. Ваничев, Приближенный метод решения задач теплопроводности при переменных константах, Изв. АН СССР, ОТН 12, 1946.

4-4. Г. Карслоу, Теория теплопроводиости, ОГИЗ, 1947.

4-5. Г. М. Кондратьев, Регулярный тепловой режим, ГИТТЛ, 1954.

4-6. С. С. Кутателадзе и Ю. М. Крупчицкий, Применение понятия о дополнительной стенке к расчету подземных теплопроводов, Труды ЦКТИ, вып. 11, Проблемы теплофикации, ОНТИ, 1936.

4-7. А. В. Лыков, Теория теплопроводности, ГИТТЛ, 1952.

4-8. Н. Н. Рыкалин, Расчет тепловых процессов при сварке, Машгиз, 1951.

4-9. А. М. Шкловер, Б. Ф. Васильев и Ф. В. Ушаков, Основы строительной теплотехники жилых и общественных зданий, ГИЛСиА, 1956.

4-10. M. Jacob, Heat transfer, т. I, New York — London, 1949.

К главе пятой

5-1. Г. Гребер и С. Эрк, Основы учения о теплообмене, ОНТИ, 1936.

5-2 С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

5-3. Л. Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, ГИТТЛ, 1950.

К главе шестой

6-1. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления, ГЭИ, 1954.

6-2. В. Г. Левич, Физико-химическая гидродинамика, Изд. АН СССР, 1952.

6-3. Л. Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, ГИТТЛ, 1950.

6-4. Сборник „Современное состояние гидродинамики вязкой жидкости" под ред. С. Гольдштейна, ГИИЛ, 1950.

6-5. К. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, ГИИЛ, 1956.

6-6. T. Karman, Some aspects of the theory of turbulent motion, Proceedings of the International Congress for applied mechanics, Cambridge, 1934.

6-7. L. Prandtl, Neue Ergebnisse der Turbulenzforschung, VDI, 1933, Bd 77, №5.

6-8. O. Reynolds, On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, Phil. Trans. of the Royal Society, 1895.

6-9. C. Taylor, The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion, Proceedings of the Royal Society, ser. A. v. 135, № A 828, April 1932.

На русском языке переводы работ (6-6) — (6-9) см. сборник „Проблемы турбулентности", ОНТИ, 1936.

К главе седьмой

7-1. И. Т. Аладьев, Экспериментальное определение локальных и средних коэффициентов теплоотдачи при турбулентном течении жидкости в трубах, „Изв. АН СССР, ОТН", 1951, № 11.

7-2. И. Т. Аладьев, М. А. Михеев и О. С. Федынский, Зависимость теплоотдачи в трубах от направления теплового потока и естественной конвекции, „Изв. АН СССР, ОТН", 1951, № 1.

7-3. В. М. Антуфьев. Теплоотдача и сопротивление пакетов из профильных листов с внешним обтеканием. „Теплоэнергетика", 1956, № 4.

7-4. Л. Д. Берман, Массообмен в пленочных аппаратах с вертикальными каналами, „Теплоэнергетика", 1954, № 6.

7-5. В. М. Боришанский, С. С. Кутателадзе, О расчете теплоотдачи и гидравлического сопротивления при течении жидких металлов в трубах, „Энергомашиностроение", 1957, № 6.

7-6. В. Е. Дорощук, Исследование теплообмена в узкой кольцевой щели, „Теплоэнергетика", 1956, № 1,

7-7. Е. П. Дыбан, Н. М. Кондак и И. Т. Швец, Сравнительное исследование охлаждения дисков газовых турбин при радиальном обдуве и продувке воздуха через хвостовики рабочих лопаток, „Изв. АН СССР, ОТН", 1956, № 6.

7-8. Л. Н. Ильин, О влиянии температуры на конвективную теплоотдачу, Труды ЦКТИ, кн. 18, Машгиз, 1951; см. также „Котлотурбостроение", 1951, № 1.

7-9. М. А. Михеев, „Изв. АН СССР, ОТН", 1947, № 10; 1952, № 10.

7-10. Д. М. Иоффе, Исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления воздухоподогревателей типа Юнгстрем, „Известия ВТИ", 1947, № 8.

7-11. И. В. Киприянов, Теплоотдача и сопротивление газового потока в каналах с продольно омываемыми поверхностями нагрева, Труды ЦКТИ, кн. 22, 1952.

7-12. С. С. Кутателадзе, Некоторые вопросы теплообмена и сопротивления трения в турбулентных потоках, „Теплоэнергетика", 1956, № 7.

7-13. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

7-14. В. К. Мигай, Теплообмен в треугольном канале при ламинарном течении, „Инж.- физ. журнал", 1958, № 7.

7-15. М. А. Михеев, В. А. Баум, К. Д. Воскресенский и О. С. Федынский, Теплоотдача расплавленных металлов, Доклады Советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955. Реакторостроение и теория реакторов, Изд. АН СССР, 1955.

7-16. Б. С. Петухов, Е. А. Краснощеков и Л. Д. Нольде, Теплообмен при вязкостном движении жидкости в трубах и каналах, „Теплоэнергетика", 1956, № 12.

7-17. В. Д. Попов, Теплообмен в турбулентном потоке, Труды Киевского технологического института пищевой промышленности, 1947.

7-18. Я. М. Рубинштейн, Метод аналогии с диффузией и применение его для исследования теплопередачи в начальном участке трубы, Сборн. ВТИ „Исследование процессов регулирования, теплопередачи и обратного охлаждения", ГОНТИ, 1938.

7-19. Тепловой расчет котельных агрегатов, нормативный метод, ГЭИ, 1957.

7-20. L. Graetz, Über die Wärmeleitungsfähigkeiten der Flüssigkeiten, „Annalen der Physik u. Chemie", № 18, 1883.

7-21. H. Kraussold, Forschung a. d. Gebiete d. Ingenieurwesens, H. 1, 1933.

7-22. M. Leveque, Les lois de la transmission de la chaleur, „Annales des Mines", Avril 1928.

7-23. R. Norris, D. Steid, Laminar flow heat transfer coefficients for ducts, „Trans. ASME", 1940, № 6.

К главе восьмой

8-1. В. М. Антуфьев и Г. О. Белецкий, Теплопередача и аэродинамическне сопротивления трубчатых поверхностей в поперечном потоке, Машгиз, 1948.

8-2. Л. Д. Берман, Испарительное охлаждение циркуляционной воды, ГЭИ, 1949, 1957.

8-3. В. И. Гомелаури, Труды Энергетического института АН Груз. ССР, 1948, № 4.

8-4. А. А. Жукаускас, Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости, „Теплоэнергетика", 1955, № 4.

8-5. Л. М. Зысина-Моложен, О характере перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в пограничном слое, ЖТФ, 1955, № 7; Приближенный метод расчета потерь в решетках профилей турбомашин, „Теплоэиергетика", 1955, № 9.

8-6. Л. М. Зысина-Моложен, Приближенный метод расчета теплового пограничного слоя, ЖТФ, вып. 3, 1957.

8-7. Л. М. Зысиna-Моложен, Приближенный метод расчета средней иитенсивностн теплообмена в решетках профилей, Доклад на VIII всесоюзной конференции АН СССР по теплообмену в ГТУ, Изд. АН СССР, 1955.

8-8. В. П. Исаченко, Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке различных жидкостей, „Теплоэнергетика", 1955, № 8.

8-9. Э. С. Карасина, Теплообмен в пучках труб с поперечными ребрами, „Известия ВТИ", 1952, № 12.

8-10. Б. Д. Кацнельсои и Ф. А. Тимофеева (Агафонова), Исследование коэффицнента теплоотдачи частиц в потоке в иестационарных условиях, „Котлотурбостроение", 1948, № 5; см. также Исследование конвективного теплообмена между частицами и потоком в иестационарных условиях, Труды ЦКТИ, 1949, кн. 12.

8-11. М. В. Кирпичев, М. А. Михеев и Л. С. Эйгенсон, Теплопередача, ГЭИ, 1949.

8-12. Г. Н. Кружилии, Исследование теплового пограничного слоя, ЖТФ, 1936, № 3.

8-13. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

8-14. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа, ГИТТЛ, 1950.

8-15. В. А. Локшин, Влияние угла атаки на теплоотдачу трубных пучков, „Теплосиловое хозяйство", 1940, № 8.

8-16. М. Ф. Ляпин, К вопросу конвективного теплообмена и сопротивлений поперечно-обтекаемых трубных пучков при высоких числах Рейнольдса газового потока, „Теплоэнергетика", 1956, № 9.

8-17. Д. Н. Ляховский, Конвективный теплообмен сферических взвешенных частиц с окружающей средой, „Котлотурбостроение", 1947, № 5.

8-18. Е. М. Минский, Приближенный расчет положения точки перехода ламинарного слоя в турбулентное состояние, „Техника возд. флота", 1940, № 7.

8-19. М. А. Михеев, „Известия ЭНИН АН СССР", 1935, вып. 1—2; 1936, вып. 1.

8-20. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, ГЭИ, 1956.

8-21. А. П. Орнатский, Теплопередача пучка труб в зависимости от угла атаки газового потока, „Советское котлотурбостроение", 1940, № 2.

8-22. А. С. Синельников и А. С. Чащихин, Теплоотдача круглого цилиндра в зависимости от угла атаки воздушного потока, ЖТФ, 1932, № 9—10.

8-23. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод, ГЭИ, 1957.

8-24. А. Ф. Чудновский, Теплообмен в дисперсных средах, ГИТЛ, 1954.

8-25. Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, ИИЛ, 1956.

8-26. M. Jacob, Heat transfer, New York—London, 1949.

8-27. T. Sheehan, O. Dwyera, R. Schomer, „Mechanical Engineering, 1954, № 11.

8-28. J. Ulsamer, Forschung a. d. Gebiete d. Ingenieurwesens, Bd 3 (1932), № 2.

К главе девятой

9-1. А. А. Гухман и Н. В. Илюхин, Основы учения о теплообмене при течении газа с большой скоростью, Машгиз, 1950.

9-2. А. А. Дородницын, Пограничный слой в сжимаемом газе, „Прикладная мат. и мех.", вып. 6, 1942.

9-3. В. С. Жуковский, Измерение температуры газового потока при весьма больших скоростях, ЖТФ, вып. 21, 1938.

9-4. Л. М. Зысина-Моложен, Измерение температуры быстродвижущихся газовых потоков, Труды ЦКТИ, № 18, 1951.

9-5. Н. В. Илюхин, Измерение температуры в потоке газа высокой скорости, „Теплоэнергетика", 1956, № 2.

9-6. Л. Е. Калихман, Турбулентный пограничный слой на плоской пластине, обтекаемой газом, Оборонгиз, 1954.

9-7. Современное состояние аэродинамики больших скоростей, Сборник под ред. Л. Хоуарта, ИИЛ., т. I, 1955, т. II, 1956.

9-8. Ф. И. Франкль, С. А. Христианович и Р. Н. Алексеева, Основы газовой динамики, изд. ЦАГИ, 1938.

9-9. Н. Ф. Широков, Теория теплообмена и гидравлического сопротивления при больших скоростях потока, ЖТФ, вып. 3, 1937.

9-10. J. Bialokoz, O. Saunders, Heat transfer in pipe flow at high speeds, „The Chartered Mechanical Engineer", Dec. 1955.

9-11. R. Drake, E. Kane, Heat transfer problems in high-speed flows in rarefiedgases, „Proceedings of the general discussion on heat transfer", 1951, London.

9-12. J. Stadler, G. Goodwin, H. Cheager, Heat transfer to bodies in high-speed rarefied-gas stream, „Proceedings of the general discussion on heat transfer", 1951, London.

См. также, „Механика", 1954, № 3 и „Вопросы ракетной техники", 1953, № 2 и 1954, № 1.

К главе десятой

10-1. А. А. Гухман, Физические основы теплопередачи, ОНТИ, 1934.

10-2. Д. М. Бояринцев, Теплопередача через жидкостные и газовые прослойки, ЖТФ, вып. 9, 1950.

10-3. М. В. Кирпичев, М. А. Михеев и Л. С. Эйгенсон, Теплопередача, ГЭИ, 1940.

10-4. А. Г. Ромаиов, Исследование теплообмена в глухом канале в условиях естественной конвекции, „Изв. АН СССР, ОТН", 1956, № 6.

10-5. Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, ИИЛ, 1956.

10-6. S. Hymen, C. Bonilla, S. Ehrlich, Natural convection transfer progress, Heat transfer Atlantic City, Amer. Inst. of Chemical Eng., „Chemical Eng. progress", Symposium series, 1953, № 5.

10-7. C. Wilke, C. Tobias, M. Eisenberg, The convection mass transfer at vertical plates, „Chemic. Eng. progress", 1953, № 10

К главе одиннадцатой

11-1. Л. Д. Берман, Теплообмен в поверхностных конденсаторах паровых двигателей, Сб. „Вопросы теплообмена при изменении

агрегатного состояния вещества", ГЭИ, 1953.

11-2. Л. Д. Берман, Влияние потока вещества на конвективную теплоотдачу при испарении и конденсации, „Теплоэнергетика", 1956, № 2.

11-3. Л. Д Берман, О теории теплообмена при конденсации пара в пучке горизонтальных труб, „Известия ВТИ", 1953, № 3.

11-4. Л. Д. Берман и С. Н. Фукс, Влияние примеси воздуха на теплоотдачу при конденсации движущегося пара, „Известия ВТИ", 1952, № 11.

11-5. Л. Д. Берман, Экспериментальные исследования конденсации пара в присутствии неконденсирующихся газов, „Теплоэнергетика", 1957, № 6.

11-6. Л. И. Гельман, Теплообмен при капельной конденсации ртутного пара, „Теплоэнергетика", 1958, № 3.

11-7. С. А. Городинская, К вопросу обобщения опытных данных по теплоотдаче при конденсации внутри горизонтальных труб, „Изв. КПИ", т. XVIII, ГИТЛ, УССР, 1955.

11-8. Н. М. Зингер, О нагреве струи воды в паровом пространстве, „Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества", ГЭИ, 1953.

11-9. С. С. Кутателадзе, Теплопередача при пленочной конденсации на горизонтальных трубках, „Сов. котлотурбостроение", 1938, № 10.

11-10. С. С. Кутателадзе, Теплопередача при конденсации и кипении, Машгиз, 1952.

11-11. В. Д. Попов, О теплоотдаче при конденсации пара на горизонтальной поверхности, Труды КТИПП им. А. И. Микояна, 1951, вып. 11.

11-12. Л. М. Розенфельд и А. Г. Ткачев, Холодильные машины и аппараты, ГИТЛ, 1955.

11-13. Е. Е. Слепян, Исследование теплоотдачи при конденсации пара на горизонтальной гладкой и ребристых трубах, „Холод. техника", 1952, № 1.

11-14. С. Н. Фукс, Конденсация движущегося пара на горизонтальной трубе, „Известия ВТИ", 1953, № 3.

11-15. С. Н. Фукс, Теплоотдача при конденсации движущегося пара в горизонтальном трубном пучке, „Теплоэнергетика", 1957, № 1.

11-16. В. М. Семеин, Теплоотдача влажного воздуха при конденсации пара, „Теплоэнергетика", 1956, № 4.

11-17. И. И. Чернобыльский и Г. М. Щеголев, Опыт исследования теплопередачи от конденсирующегося пара к жидкости при вращении теплообменной поверхности, Труды института теплоэнергетики АН УССР, 1949, сб. № 1.

11-18. В. Д. Юсуфова, Экспериментальное исследование процесса теплоотдачи при конденсации бензола и толуола внутри горизонтальных конденсаторов, „Известия АН Азербайджанской ССР", 1953, № 2.

11-19. E. Carpenter, A. Colborn, The effect of vapors velocity on condensation inside tubes; Proceedings of the general discussion on heat transfer, Sept., 1951, London.

11-20. W. Nusselt. V. D. I, № 27, 1916, „Zeitschrift VDI", 1916, № 27.

11-21. B. Short, H. Brown, Condensation of vapors on vertical banks of horizontal tubes; Proceedings of the general discussion on heat transfer, Sept., 1951, London.

К главе двенадцатой

12-1. Е. К. Аверин и Г. Н. Кружилин, „Изв. АН СССР, ОТН", 1955, № 10.

12-2. А. А. Арманд, Н. В. Тарасова, А. С. Коньков. Исследование теплообмена к кипящей воде и пароводяной смеси при больших тепловых нагрузках, Сб. под ред. Н. А. Доллежала, Атомиздат, 1958.

12-3. В. М. Боришанский, К вопросу об обобщении опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме жидкости, Труды ЦКТИ, 1955, кн. 28; см. также ЖТФ, 1956, № 2.

12-4. В. М. Боришанский, Теплоотдача при растекании жидкости по поверхности нагрева, Сб. „Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества", ГЭИ, 1953.

12-5. В. М. Боришанский, Коэффициенты теплоотдачи к кипящей воде при сверхвысоких давлениях, „Энергомашиностроение", 1958, № 7.

12-6. Генерация пара сверхвысоких параметров, Сб. под ред. М. А. Стыриковича, МЭИ—ЭНИН, 1950.

12-7. Г. Н. Данилова, Ю. В. Мазюкевич, Труды ЛТИХП, 1955, т. IX.

12-8. В. Е. Дорощук, Ф. П. Фрид, Исследование критических тепловых нагрузок для воды и влажного пара в цилиндрической трубе при давлении 170 *ата*, Сб. под ред. Н. А. Доллежала, Атомиздат, 1958.

12-9. М. И. Корнеев, Теплоотдача ртути и амальгам магния при кипении в условиях свободной конвекции, „Теплоэнергетика", 1955, № 4.

12-10. С. С. Кутателадзе, Теплопередача при конденсации и кипении, Машгиз, 1952.

12-11. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский, О влиянии скорости движения жидкости на критические плотности теплового потока при кипении, „Энергомашиностроение", 1957, № 2.

12-12. С. С. Кутателадзе, Теплоотдача от металлических труб к кипящей воде, Труды ЦКТИ, 1947, кн. 2, вып. 2.

12-13. М. А. Кичигин и Н. Ю. Тобилевич, Экспериментальное исследование теплопередачи при кипении, Сб. работ Киевского филиала ЦНИИС 1936 и 1949 гг., ГИТЛ УССР, 1951.

12-14. А. П. Орнатский, Влияние скорости жидкости на величину максимальной тепловой нагрузки при вынужденном кипении жидкости, Труды Института теплоэнергетики АН УССР, 1950, вып. 2.

12-15. Л. С. Стерман и Н. Г. Стюшин, Влияние скорости движения жидкости на критические нагрузки при кипении изопропилового спирта в трубе, ЖТФ, 1953, № 2.

12-16. Г. Ратиани и М. И. Чернобыльский, Экспериментальное исследование коэффициента теплоотдачи при кипении фреона-12 в большом объеме, „Холод. техника", 1955, № 3.

12-17. М. А. Стырикович, Внутрикотловые процессы, ГЭИ, 1954.

12-18. В. И. Толубинский, Теплоотдача при кипении в условиях свободной конвекции, Сб. Трудов института энергетики АН УССР, 2, 1950, См. также Сб. н.-и. работ ИТЭ АН УССР, 3, 1948.

12-19. R. H. Braunlich, S. M. Thesis in Chemical Eng., Massachusetts Inst. of Technology, 1941.

12-20. M. Cichelly, C. Bonilla, „Trans. Am. Inst. Chem. Eng.", 1945, № 6.

12-21. D. S. Cryder, A. C. Finalborgo, „Trans. Am. Inst. Chem. Eng.", 1937, № 33.

12-22. D. S. Cryder, E. R. Gilliland, „Ind. Eng. Chem.", 1932, 24; „Refrig. Eng.", 1933, № 25.

12-23. J. Myers, D. Katz, Boiling coefficients outside horizontal tubes, „Chemical Engineering Progress", Symposium series, № 5, Heat Transfer Atlantic City, т. 49, 1953.

К главе тринадцатой

13-1. В. Я. Альтберг, Подводный лед, ГОНТИ, 1938.

13-2. Л. Д. Берман, Испарительное охлаждение циркуляционной воды, ГЭИ, 1957.

13-3. Ф. И. Быдик, Изучение роста льда в природных условиях, „Известия НИИГ", № 4, 1932.

13-4. А. И. Вейник, Тепловые основы теории литья, Машгиз, 1953.

13-5. Сб. „Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества", ГЭИ, 1953.

13-6. Г. П. Иванцов, Теплообмен между слитком и изложницей, Металлургиздат, 1951.

13-7. С. С. Кутателадзе, Теплопередача при изменении агрегатного состояния вещества, Машгиз, 1939.

13-8. Сб. „Ледотермические вопросы в гидроэнергетике", ГЭИ, 1954,

13-9. А. В. Лыков, Тепло- и массообмен в процессах сушки, ГЭИ. 1956.

13-10. М. Ю. Лурье, Сушильное дело, ГЭИ, 1948.

13-11. Л. К. Рамзин, Расчет сушилок и *Id*-диаграмма, „Известия Теплотехнического института", 1927, № 1.

13-12. А. Г. Ткачев. Конвективный теплообмен в процессах плавления и затвердевания гомогенной среды, изд. ЛТИХП, 1956, № 11.

13-13. И. М. Фальковский, Сушка и увлажнение лубково-волокнистых материалов, Гизлегпром, 1954.

13-14. И. М. Федоров, Теория и расчет процесса сушки во взвешенном состоянии, ГЭИ, 1955.

К главе четырнадцатой

14-1. Г. Л. Поляк, Алгебра однородных потоков, „Известия ЭНИН АН СССР", 1935, III, № 1—2; см. также ЖТФ, 1935, № 5; „Доклады АН СССР", 1940, XXVII, № 1.

14-2. L. Boltzmann, Wied. Ann. 22, 31, 291, 1884.

14-3. G. Kirchhoff, Berl. Ber. 216, 1859.

14-4. M. Planck, Ann. der Physik 1, 719, 1900.

14-5. I. Stefan, Wien, Ber. 79, 391, 1879.

14-6. W. Wien, Wied. Ann. 58, 662, 1896.

К главе пятнадцатой

15-1. А. Г. Блох и А. И. Носовицкий, Поглощательная способность пылевоздушного потока, „Теплоэнергетика", 1955, № 8.

15-2. А. М. Гурвич, А. Г. Блох и А. И. Носовицкий, Лучистый теплообмен в запыленной газовой среде, „Теплоэнергетика", 1955, № 2.

15-3. А. М. Гурвич и В. В. Митор, Излучение дымовых газов, „Теплоэнергетика", 1955, № 12.

15-4. А. М. Гурвич, В. В. Митор, В. Д. Терентьев, Излученне светящегося пламени. „Теплоэнергетика", 1956, № 7.

15-5. А. М. Гурвич, О применении теории подобия к лучистому теплообмену в топках, „Доклады АН СССР", 1940, XXVIII, № 7; см. также „Известия АН СССР, ОТН", 1942, № 1—2 и 1943, № 1—2.

15-6. А. М. Гурвич, Теплообмен в топках паровых котлов, ГЭИ, 1950.

15-7. М. А. Стырикович и Р. С. Бернштейн, Излучение топочных газов в межтрубных пространствах, „Советское котлотурбостроение", 1941, № 1—2.

15-8. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод, Госэнергоиздат, 1957.

15-9. H. Hottel a. H. Mangelsdorf, „Trans. Am. Inst. Chem. Eng.", № 31, 517, 1935.

15-10. H. Hottel a. R. Egbert, „Trans. ASME", 66, 297, 1941, Trans. Am. Inst. Chem. Eng., № 3, 38, 1942.

15-11. H. Hottel a. Braughton, „Ind. Eng. Chem.", 4, 1932.

15-12. W. Pepperhoff a. A. Bähr, „Archiv Eisenhüttenwesen", 1952, № 9/10.

15-13. W. Pepperhoff a. G. Grass, Einfluß d. Inhomogenität auf d. Strahlung leuchtender Flammen, 1955, № 1.

15-14. A. Shack, Z. techn. Phys., 1925, № 6.

К главе шестнадцатой

16-1. Л. Д. Берман, Материалы к тепловому расчету конденсаторов паровых турбин, „Теплоэнергетика", 1954, № 10.

16-2. М. В. Кирпичев, М. А. Михеев и Л. С. Эйгенсон, Теплопередача, ГЭИ, 1940.

16-3. М. А. Кичигин и Г. Н. Костенко, Теплообменные аппараты и выпарные установки, ГЭИ, 1955.

16-4. Н. В. Кузнецов и А. З. Щербаков, Загрязнение золой поверхностей нагрева, „Теплоэнергетика", 1954, № 1.

16-5. С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Машгиз, 1957.

16-6. Тепловой расчет котельных агрегатов, Нормативный метод, ГЭИ, 1957.

16-7. Я. Л. Полыновский, Об определении среднего температурного напора при перекрестном токе с односторонним перемешиванием, „Известия ВТИ", 1951, № 3.

16-8. Я. М. Рубинштейн, Расчет подогревателей при сложных случаях взаимного направления потоков, „Теплосиловое хозяйство", 1938, № 12.

16-9. R. A. Bowman, Mean temperature difference correction in multipass exchangers, „Industr. a. Eng. Chemistry", 1936, № 5.

16-10. R. A. Bowman, A. C. Mueller a. W. M. Nagle, Mean temperature difference in design, „Transactions of ASME", 1940, № 4.

16-11. K. A. Gardner, „Industr. a. Eng. Chemistry", 1941, № 10.

16-12. K. A. Gardner, Mean temperature difference in multipass exchangers, „Industr. a. Eng. Chemistry, 1941, № 12.

16-13. K. A. Gardner, Mean temperature difference in an array of identical exchangers, „Industr. a. Eng. Chemistry", 1942, № 9.

16-14. H. Hoppe, Berechnung der Wärmeübertragung in Regeneratoren bei Kreuzstrombetrieb, „Forschung auf d. Gebiete d. Ingenieurwesens", 1954, № 5.

16-15. J. K. Reid, Cross flow heat exchangers, „Aircraft Engineering", June, 1952.

К главе семнадцатой

17-1. В. М. Антуфьев, Теплоотдача и сопротивление пакетов из профильных листов с внешним обтеканием. „Теплоэнергетика", 1956, № 4.

17-2. В. М. Антуфьев и Г. С. Белецкий, Теплопередача и аэродинамические сопротивления трубчатых поверхностей в поперечном потоке, Машгиз, 1948.

17-3. Л. Д. Берман, Испарительное охлаждение циркуляционной воды, Госэнергоиздат, 1949, 1957.

17-4. Р. С. Бернштейн, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова, Сб. „Вопросы аэродинамики и теплообмена в котельно-топочных процессах", ГЭИ, 1957.

17-5. В. М. Боршаиский, Аэродинамическое сопротивление слоя шаров, Сб. „Вопросы аэродинамики и теплообмена в котельно-топочных процессах", ГЭИ, 1957.

17-6. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления, ГЭИ, 1954.

17-7. И. Е. Идельчик, Справочник по гидравлическому сопротивлению фасонных и прямых частей трубопроводов, ЦАГИ, 1950.

17-8. Л. Н. Ильин, Исследование теплоотдачи и сопротивления элементов набивки воздухоподогревателя Юнгстрем, ЦКТИ, 1946.

17-9. Д. М. Иоффе, Исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления воздухоподогревателей типа Юнгстрем, „Известия ВТИ", 1947, № 8.

17-10. С. Р. Левин, Сопротивление тройников вытяжных воздуховодов, 1939. См. также „Отопление и вентиляция", 1940, № 10—11.

17-11. С. С. Кутателадзе и М. А. Стырикович, Гидравлика газожидкостных систем, ГЭИ, 1958.

17-12. В. А. Локшин, Газовое сопротивление наклонных пучков труб, „Известия ВТИ", 1941, № 6.

17-13. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, ГЭИ, 1956.

17-14. Г. М. Мурин, Гидравлическое сопротивление стальных труб, „Известия ВТИ", 1948, № 10.

17-15. Нормы аэродинамического расчета котельных агрегатов, Труды ЦКТИ, кн. 16, Машгиз, 1949.

17-16. Б. С. Петухов, Расчет теплообмена и гидравлического сопротивления при ламинарном течении жидкости переменной вязкости в плоском канале, „Теплоэнергетика", 1954, № 7.

17-17. Л. Прандтль, Гидроаэромеханика, ИИЛ, 1949.

17-18. Г. К. Филоненко, Гидравлическое сопротивление трубопроводов, „Теплоэнергетика", 1954, № 4.

17-19. Ф. А. Шевелев, Исследование основных гидравлических закономерностей турбулентного движения в трубах, ГИЛСиА, 1953.

17-20. Л. Шиллер, Движение жидкостей в трубах, ОНТИ, 1936.

17-21. S. Nikuradze, Strömungsgesetze in rauhen Rohren, VDI—Forschungsheft, 361, 1933.

К СПРАВОЧНЫМ ТАБЛИЦАМ

1. M. Adams, Heat transmission, New York, 1942.

2. Н. Б. Варгафтик и др., Теплофизические свойства веществ, ГЭИ, 1956.

3. М. П. Вукалович, Таблицы пара, ГЭИ, 1955.

4. В. В. Керженцев и Н. Б. Варгафтик, „Химическая промышленность", 1950, № 3.

5. M. Cichelly, C. Bonilla, „Trans. AICE", 1945, № 5.

6. Р. Е. Кржижановский, „Теплоэнергетика", 1958, № 1.

7. А. Н. Ложкин, А. А. Канаев, Бинарные установки, Машгиз, 1946.

8а. R. Lyon, Handbook on Liquid Metals, 1950.

8б. R. Lyon, Handbook on Liquid Metals, 1955.

9. М. Л. Малков, К. Ф. Павлов, Справочник по глубокому охлаждению в технике, Гостехиздат, 1947.

10. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, ГЭИ, 1956.

11. Н. М. Барон, Э. И. Квят, Е. А. Подгорная и др. под ред К. П. Мищенко и А. А. Равделя, Краткий справочник физико-химических величин, Госхимиздат, 1955.

12. А. М. Сирота, Д. Л. Тимрот, „Теплоэнергетика", 1956, № 7.

13. Д. Стронг, Техника физического эксперимента, Лениздат, 1948.

14. В. Е. Цыдзик, В. П. Бармин, Б. Е. Вейнберг, Холодильные машины и аппараты, под ред. В. Е. Цыдзика, Машгиз, 1946.

15. С. Н. Шорин, Теплопередача, ГИЛСиА, 1952.

16. Тепловой расчет котельных агрегатов, нормативный метод, ГЭИ, 1957.

ДОПОЛНИТЕЛЬНО ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

7-24. Н. В. Тарасова, А. А. Арманд и А. С. Коньков, Сб. статей „Исследование теплоотдачи к пару и воде, кипящей в трубах при высоких давлениях", Атомиздат, 1958.

12-24. В. Г. Фастовский, Р. И. Артым, А. Е. Ровинский, Кипение фреона-11, хлористого метилена и бензола на горизонтальной трубе, „Теплоэнергетика", 1958, № 2.

12-25. С. С. Кутателадзе и М. А. Стырикович, Гидравлика газо-жидкостных систем, ГЭИ, 1958.

12-26. В. С. Чиркин В. П. Юкин, Исследование критических тепловых нагрузок в щелях, ЖТФ, 1956, № 7.

12-27. З. Л. Миропольский и М. Е. Шицман, Допустимые тепловые потоки и теплоотдача при кипении воды в трубах, Сб. „Исследования теплоотдачи к воде, кипящей в трубах при высоких давлениях", Атомиздат, 1958.

12-28. Б. А. Зенкевич и В. И. Субботин, Критические тепловые нагрузки при вынужденном движении воды, недогретой до кипения, „Атомная энергия", 1957, № 8. См. также Б. А. Зенкевич, К вопросу о законе подобия для критической тепловой нагрузки при вынужденном течении жидкости, „Атомная энергия", 1958, № 1.

12-29. З. Л. Миропольский и И. Л. Мостинский, Критические тепловые потоки при равномерном и неравномерном обогреве периметра парогенерирующих труб, „Теплоэнергетика", 1958, № 11.

12-30. М. А. Стырикович и Л. Е. Факторович, Влияние длины трубы на величину критических тепловых потоков, при вынужденном движении пароводяной смеси в трубах, „Доклады АН СССР", т. 120, 1958, № 5.

17-22. Ф. П. Казакевич, Аэродинамическое сопротивление поперечно обтекаемых трубных пучков, обладающих свойством самообдувки, „Теплоэнергетика", 1958, № 8.

17-23. Н. В. Кузнецов, А. З. Щербаков и Е. Я. Титова, Новые расчетные формулы для аэродинамического сопротивления поперечно обтекаемых трубных пучков, „Теплоэнергетика", 1954, № 9.

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
174	21 сверху	$\left(\frac{qp}{3\,600r\gamma' g\mu'}\right.$	$\left(\frac{qp}{3\,600r\gamma'' g\mu'}\right.$
198	11 снизу	$\frac{T_\lambda}{a_\lambda} = T_{\lambda 0}(\lambda, T);$	$\frac{I_\lambda}{a_\lambda} = I_{\lambda 0}(\lambda, T);$
370	Табл. 64, 11 колонка слева, 3 снизу	15,57	157,5
370	Табл. 64, 2 колонка справа, 3 снизу	6,68	0,68
370	Табл. 65, 4 колонка справа, 3 снизу	81,5	—81,5

С. С. Кутателадзе и В. М. Боришанский, Справочник по теплопередаче.