УДК 532.54.01:628.143

Печатается по решению секции литературы по инженерному оборудованию редакционного совета Стройиздата.

Смирнов Д. Н., Зубов Л. Б. Гидравлический удар в напорных водоводах. М., Стройиздат, 1975. 125 с.

В книге приведены результаты многолетних экспериментальных и натурных исследований неустановившегося движения воды (гидравлического удара) в напорных водоводах насосных станций систем водоснабжения. Наиболее подробно рассмотрен случай гидравлического удара, сопровождающегося кавитацией (разрывом сплошности) потока. Кроме того, даны новые аналитические решения задачи гидравлического удара вязкой сплошной жидкости с квадратичным законом сопротивления. Приведены данные наблюдений за колебаниями давления в экспериментальных и действующих водоводах, рассмотрены неустанововшиеся режимы, вызванные работой систем АВР и АПВ на насосных станциях с синхронными двигателями мощностью около 1000 кВт.

Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников научно-исследовательских организаций.

Рис. 37, список лит.: 37 назв.

С $\frac{30210-626}{047(01)-75}$ Б3—27—37—75

© Стройиздат, 1975.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Явление гидравлического удара в напорных водоводах, сопровождающееся кавитацией (с разрывом сплошности потока) в фазах понижения давления, до настоящего времени достаточно полно не изучено. Между тем именно такой случай гидравлического удара чаще всего наблюдается в напорных водоводах насосных станций систем водоснабжения при аварийной остановке насосов.

Ввиду отсутствия отчетливых представлений о механизме явления применяются неверные методы расчета, в результате чего в одних случаях опасность гидравлического удара для целости трубопроводов недооценивается, в других — эта опасность преувеличивается: принимают излишние запасы прочности труб, предусматривают дорогостоящие противоударные устройства.

Явление гидравлического удара с кавитацией потока авторами исследовалось «в чистом виде» на опытных трубопроводах, а также на водоводах действующих насосных станций систем водоснабжения. Были рассмотрены условия, при которых давление при гидравлическом ударе вследствие кавитации и гидравлического сопротивления отклоняется от закона Н. Е. Жуковского.

Впервые в технической литературе неустановившиеся режимы, вызванные отключением и включением электроэнергии, подаваемой насосным агрегатам, рассматриваются одновременно в энергетическом и гидравлическом аспектах. Обосновывается возможность пуска насосного агрегата при открытой задвижке на напорной стороне насоса, даются рекомендации по пуску синхронных двигателей насосов и мероприятия, обеспечивающие вхождение двигателя синхронизм. Дано новое аналитическое решение задачи гидравлического удара вязкой жидкости, сохраняющей сплошность.

Авторы приносят благодарность научному редактору А. В. Мишуеву и рецензенту М. М. Андриашеву за ценные советы по улучшению содержания книги.

Глава I

НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ СПЛОШНОГО ПОТОКА ЖИДКОСТИ В ВОДОВОДЕ

1. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБОПРОВОДЕ

Неустановившееся напорное движение реальной (вязкой) жидкости в трубах описывается уравнениями гидромеханики, устанавливающими связь между скоростью u, плотностью ρ и давлением p в виде системы дифференциальных уравнений в частных производных. Наибольшее распространение, ввиду относительной простоты, получили уравнения в форме, предложенной И. А. Чарным [1].

Эти уравнения представляют собой замкнутую систему относительно средних значений скорости и давления, которая описывает движение параллельно-струйчатого потока в круглой трубе. В зависимости от коэффициента гидравлического трения λ система уравнений И. А. Чарного может быть применена при исследовании как ламинарных, так и турбулентных потоков жидкости.

При решении задач гидравлики определенного класса оказывается недостаточным описание неустановившегося движения потока жидкости его средними значениями скорости и давления. Поэтому при изучении ламинарного потока жидкости используются уравнения Навье — Стокса, а при турбулентном режиме — уравнения О. Рейнольдса.

Рассмотрим каждую из указанных форм уравнений. Система уравнений

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} &= \rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\lambda u^2}{2d}\right); \\ -\frac{\partial p}{\partial t} &= \rho a^2 \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

была достаточно полно исследована И. А. Чарным [1] с целью решения задачи о гидравлическом ударе реальной жидкости [40—42].

Им приняты следующие обозначения:

$p(x, t)$, $u(x, t)$ — средние значения давления и скорости осесимметричного потока жидкости; $\rho \approx \rho_0 = \text{const}$ — плотность капельно-упругой жидкости; λ — коэффициент трения; d — диаметр трубы; a — скорость распространения упругих колебаний вдоль трубопровода

$$a = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{k}{E}\frac{d}{\delta}}}, \tag{2}$$

где k — модуль упругости жидкости; E — модуль упругости материала стенок трубы; δ — толщина стенки.

При выводе первого (силового) уравнения системы (1) делается предположение о равенстве сил касательного напряжения в жидкости при установившемся и неустановившемся движении; величина этих сил определяется по формуле Дарси

$$\tau = \frac{\lambda}{8} \rho u^2.$$

Для ламинарного потока коэффициент λ является функцией числа Рейнольдса Re

$$\lambda = 64/\mathrm{Re} = 64\,\nu/ud,$$

и, таким образом, касательное напряжение

$$\tau = \frac{8\rho u^2}{\mathrm{Re}} = \frac{8\nu}{d}\rho u,$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости.

На основании зависимости (3) нелинейные уравнения (1) преобразуются в линейные гиперболического типа (телеграфные уравнения):

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} &= \rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{32\,\nu}{d^2}u\right); \\ -\frac{\partial p}{\partial t} &= \rho a^2 \frac{\partial u}{\partial x}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

При турбулентном движении жидкости система (1) остается нелинейной.

В уравнения Рейнольдса помимо основных осредненных значений скорости, плотности и давления входят еще шесть неизвестных величин, характеризующих пульсационные напряжения. С целью приведения урав-

нений Рейнольдса к замкнутому виду, согласно Келлеру, Фридману, вводятся дополнительные моменты связи, являющиеся обобщением рейнольдсовских добавочных напряжений и зависимые от x, y, z; t и трех дополнительных переменных. Моменты связи строятся после того, как введены корреляционные моменты.

Решение такой системы уравнений представляет значительные математические трудности, поэтому в дальнейшем она не рассматривается.

Возможен другой путь приведения уравнений Рейнольдса к замкнутому виду, основанный на полуэмпирическом определении добавочных напряжений через средние значения скоростей.

Запишем уравнение движения сплошной среды в форме:

$$\rho w = F + \operatorname{div} P, \tag{5}$$

где w — ускорение; F — вектор массовой силы, отнесенный к единице массы; P — тензор напряжений*.

Подразумевая под движением сплошной среды турбулентный режим течения жидкости, перепишем уравнение (5) в виде:

$$(\overline{\rho w}) + (\rho w)' = F + \operatorname{div}(\overline{P} + P'), \tag{6}$$

где $\overline{\rho w}$ и $\overline{P}$ — «медленно» изменяющиеся функции своих аргументов; $(\rho w)'$ и P' — их пульсационные составляющие.

Уравнение (6) может быть несколько упрощено, если принять, согласно предложению Осеена [2], наиболее весомым членом, стоящим в левой части равенства, величину $\overline{\rho w}$; т. е. $\overline{\rho w} \gg (\rho w)'$, тогда:

$$\overline{\rho w} \approx F + \operatorname{div}(\overline{P} + P'). \tag{7}$$

Для определения компонент тензора напряжений $\overline{P}$ и P' поступим следующим образом. На основании гипотезы Ньютона при ламинарном движении плоского потока жидкости значение касательного напряжения определяется зависимостью:

$$P_{xy} = \mu_1 \frac{d v_x}{d y}, \tag{8}$$

где P_{xy} — касательное напряжение между слоями жидкости,

* $P \begin{Bmatrix} P_{xx} & P_{xy} & P_{xz} \\ P_{yx} & P_{yy} & P_{yz} \\ P_{zx} & P_{zy} & P_{zz} \end{Bmatrix}$ аффинный ортогональный тензор второго ранга.

движущимися вдоль оси с градиентом скорости по вертикали $\frac{dv_x}{dy}$; μ_1 — первый коэффициент вязкости по Стоксу.

На основании гипотезы Прандтля при турбулентном движении плоского потока жидкости значение пульсационного касательного напряжения определяется зависимостью:

$$P'_{xy} = \rho \overline{v'_y l'} \frac{d\bar{v}_x}{dy}, \qquad (9)$$

P'_{xy} — дополнительное касательное напряжение; v'_y — пульсационная составляющая скорости вдоль оси Y; $\bar{v}_x$ — осредненная скорость* вдоль оси X; l' — длина пути перемешивания.

Умножив и разделив правую часть выражения (9) на $\nu_1 = \rho^{-1}\mu_1$, получим:

$$P'_{xy} = \rho \nu_1 \frac{\overline{v'_y l'}}{\nu_1} \frac{d\bar{v}_x}{dy} = \mu_1 \mathrm{Re}' \frac{d\bar{v}_x}{dy}. \qquad (10)$$

В данном случае принято, что характерными скоростью и длиной являются значения v'_y и l'. Это означает, что отношение их произведения к значению коэффициента кинематической вязкости может рассматриваться как число Рейнольдса Re'.

Из выражения (10) следует, что чем больше Re', тем больше дополнительное касательное напряжение будет превосходить касательное напряжение, возникающее при ламинарном режиме движения жидкости.

Полное касательное напряжение при турбулентном движении плоского потока жидкости P_{xy} определится на основании уравнений (8) и (10):

$$P_{xy} = \bar{P}_{xy} + P'_{xy} = \mu_1 (1 + \mathrm{Re}') \frac{d\bar{v}_x}{dy}. \qquad (11)$$

Сплошную среду, для которой выполняется условие (11), в дальнейшем будем называть жидкостью Ньютона — Прандтля.

Для краткости произведение $\mu_1 \mathrm{Re}'$ обозначим через μ_3 — коэффициент турбулентной вязкости, а под проекциями вектора скорости V на декартовы оси координат

---

* В уравнении (1) под u подразумевается $\bar{v}_x$

будем подразумевать их осредненные значения: $\overline{v_x}=v_x$, $\overline{v_y}=v_y$, $\overline{v_z}=v_z$. Тогда из (11) получим:

$$P_{xy}=(\mu_1+\mu_3)\frac{dv_x}{dy}. \tag{12}$$

Предположим, что для обобщенной жидкости Ньютона — Прандтля каждая компонента касательного напряжения пропорциональна соответственной скорости деформации сдвига:

$$\left.\begin{aligned} P_{xy}=P_{yx}&=(\mu_1+\mu_3)\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\frac{\partial v_y}{\partial x}\right);\\ P_{xz}=P_{zx}&=(\mu_1+\mu_3)\left(\frac{\partial v_x}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial x}\right);\\ P_{yz}=P_{zy}&=(\mu_1+\mu_3)\left(\frac{\partial v_y}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial y}\right). \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Далее предположим, что каждая компонента нормального напряжения в рассматриваемой жидкости состоит из давления p, напряжения, пропорционального соответственно главной скорости удлинения, и напряжения, пропорционального скорости объемной деформации:

$$\left.\begin{aligned} P_{xx}&=-p+2(\mu_1+\mu_3)\frac{\partial v_x}{\partial x}+\mu_2\,\mathrm{div}\,V;\\ P_{yy}&=-p+2(\mu_1+\mu_3)\frac{\partial v_y}{\partial y}+\mu_2\,\mathrm{div}\,V;\\ P_{zz}&=-p+2(\mu_1+\mu_3)\frac{\partial v_z}{\partial z}+\mu_2\,\mathrm{div}\,V, \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

где μ_2 — второй коэффициент (объемной) вязкости по Стоксу.

Выразив таким образом компоненты тензора напряжений, перепишем уравнение (7) на основании (13) и (14) в форме:

$$\overline{\rho w}=F-\mathrm{grad}\,p+(\mu_1+\mu_2+\mu_3)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,V+(\mu_1+\mu_3)\Delta V, \tag{15}$$

где $\Delta=\bar{i}\frac{\partial^2}{dx^2}+\bar{j}\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\bar{k}\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа.

Если к выражению (15) присоединить уравнение неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\,(\rho V)=0, \tag{16}$$

то получим систему уравнений (15)—(16), описывающих неустановившееся движение реальной жидкости (Ньютона — Прандтля).

Для приведения указанной системы к замкнутому виду воспользуемся формулой скорости звука в вязкой жидкости [3]

$$p = c^2 \rho - \mu_2 \operatorname{div} V. \tag{17}$$

Здесь p и ρ — приращения давления и плотности; c — скорость звука по Лапласу.

Зависимости (16) и (17) могут быть представлены в виде одного уравнения:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mu_2 \frac{\partial \operatorname{div} V}{\partial t} + c^2 \operatorname{div} \rho V = 0. \tag{18}$$

Выражения (15) и (18) образуют замкнутую систему уравнений (F — предполагается заданным):

$$\left.\begin{aligned} -\rho_0 \frac{dV}{dt} + F - \operatorname{grad} p + (\mu_1+\mu_2+\mu_3) \operatorname{grad} \operatorname{div} V + (\mu_1+\mu_3)\Delta V = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mu_2 \frac{\partial \operatorname{div} V}{\partial t} + c^2 \rho_0 \operatorname{div} V = 0. \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

Для капельной жидкости в этих уравнениях ρ заменено на $\rho_0 = \text{const}$.

При ламинарном режиме движения жидкости, когда $\mu_3 = 0$, система уравнений (19) превращается в уравнения Навье — Стокса для капельно-упругой жидкости:

$$\left.\begin{aligned} -\rho_0 \frac{dV}{dt} + F - \operatorname{grad} p + (\mu_1 + \mu_2) \operatorname{grad} \operatorname{div} V + \mu_1 \Delta V = 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mu_2 \frac{\partial \operatorname{div} V}{\partial t} + c^2 \rho_0 \operatorname{div} V = 0. \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Для одноразмерного (осесимметричного) движения жидкости в трубе при $v_x = u(x, t)$ уравнения (19) имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} -\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x}\right) - \frac{\partial p}{\partial x} + [2(\mu_1 + \mu_3) + \mu_2] \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mu_2 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + a^2 \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Уравнения (1) и (21) принимаются в дальнейшем за исходные при изучении неустановившегося движения сплошного потока жидкости в трубопроводе.

2. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ НАПОРНОГО ДВИЖЕНИЯ РЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Решение задачи о неустановившемся движении вязкой упругой жидкости в трубопроводах систем водоснабжения осуществляется тремя методами: численным, аналитическим и графическим (графоаналитическим). В основном здесь рассматривается аналитический метод решения задач и кратко численный метод. В связи с широким применением ЭВМ численные методы расчета гидравлического удара в последнее время получили большое распространение. В СССР основой таких расчетов является методика, разработанная во ВНИИ ВОДГЕО Л. Ф. Мошниным [4].

Алгоритм расчета, реализованный в настоящее время в программах для ЭВМ — БЭСМ-3М, «Минск-22», «Урал-2» и др., был разработан К. П. Вишневским [5].

При расчете по указанной методике потери давления (напора) на трение, равномерно распределенные по длине трубопровода, условно заменяются сосредоточенными в «узлах сопротивления», которые принимаются находящимися в некоторых точках трубопровода.

Тогда для участков между узлами сопротивления справедливы обычные волновые уравнения, общим решением которых являются выражения:

$$\left.\begin{aligned} p &= p_0 + \varphi\left(t - \frac{x}{a}\right) + \psi\left(t + \frac{x}{a}\right); \\ u &= u_0 + \frac{1}{\rho a}\left[\varphi\left(t - \frac{x}{a}\right) + \psi\left(t + \frac{x}{a}\right)\right], \end{aligned}\right\} \qquad (22)$$

где p_0, u_0 — начальные (до момента возникновения гидравлического удара) значения давления и скорости; φ, ψ — возмущения, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях вдоль оси X.

В узлах сопротивления задаются дополнительные условия, определяющие отражения волн в этих точках.

Для расчета на ЭВМ принята следующая схема. Трубопровод разбивается по длине l на определенное число n участков. Протяженность участков Δl принимается такой, чтобы время $\Delta t = \Delta l/a$ по длине каждого из них было бы одним и тем же.

Расчет производится для моментов времени t, отличающихся на Δt. Значения давлений и скоростей для

расчетного момента времени t определяются в сечениях I, II, прилегающих к точке i, по формулам:

$$\left.\begin{aligned} p_t^{\mathrm{I}\,(i)} &= p_0^{\mathrm{I}\,(i)} + \varphi_{t-\Delta t}^{(i-1)} + \varphi_t^{(i)}; \\ u_t^{\mathrm{I}\,(i)} + u_0^{\mathrm{I}\,(i)} &+ \frac{1}{\rho a_{\mathrm{I}}} [\varphi_{t-\Delta t}^{(i-1)} - \psi_t^{(i)}]; \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

$$\left.\begin{aligned} p_t^{\mathrm{II}\,(i)} &= p_0^{\mathrm{II}\,(i)} + \varphi_t^{(i)} + \psi_{t-\Delta t}^{(i+1)}; \\ u_t^{\mathrm{II}\,(i)} &= u_0^{\mathrm{II}\,(i)} + \frac{1}{\rho a_{\mathrm{II}}} \left[\varphi_t^{(i)} - \psi_{t-\Delta t}^{(i+1)}\right], \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

где $\varphi_{t-\Delta t}^{(i-1)}$, $\psi_{t-\Delta t}^{(i+1)}$ — амплитуды волн давления, подошедших к рассматриваемой точке от соседних точек $(i-1)$ и $(i+1)$ и вышедших из них в предыдущий расчетный момент $t-\Delta t$; $\varphi_t^{(i)}$ и $\psi_t^{(i)}$ — амплитуды волн давления в точке i.

Значения $\varphi_t^{(i)}$ и $\psi_t^{(i)}$ определяются условиями отражения волн в точке i (граничными условиями). Если отражения в точке i не происходит, то $\varphi_t^{(i)} = \varphi_{t-\Delta t}^{i-1}$ и $\psi_t^{(i)} = \psi_{t-\Delta t}^{(i+1)}$.

Рассмотренный метод расчета представляет собой модификацию метода характеристик с одним приближением по скорости движения жидкости. Использование его для решения практических задач неустановившегося движения жидкости в трубопроводе позволяет получить ответ с любой заданной степенью точности.

Однако, если за исходные будут приняты уравнения (1), как показано в п. 4 гл. I, повышение степени точности решения краевой задачи не приводит к ожидаемой сходимости результатов вычислений с экспериментальными данными. Для анализа указанного положения предпочтительнее иметь решения в замкнутой форме, которые могут быть получены только аналитическими методами.

В связи с нелинейностью первого уравнения системы (1) И. А. Чарным [1] был использован способ линеаризации квадратичного члена, характеризующего гидравлическое сопротивление. Геометрический смысл проведенного преобразования заключается в замене дуги параболы $y = \frac{\lambda u^2}{2d}$ в интервале изменения функции $0 < u < u_0$ отрезком прямой $y = 2\bar{k}u$, где $2\bar{k}$ — среднее по пути и во времени значение $\lambda u/2d$; тогда $\lambda u^2/2d \approx 2\bar{k}y$.

Осреднение величины $\lambda u/2d$ может производиться по-разному; в простейшем случае, приняв $\lambda = \mathrm{const}$ в ин-

тервале $0<u<u_0$, можно считать среднюю величину скорости как полусумму ее крайних значений, т. е.

$$u_{\text{ср}} = \frac{1}{2}(u_0 + 0) = \frac{u_0}{2}.$$

Можно выбрать наклон аппроксимирующей прямой так, чтобы в интервале $0<u<u_0$ площадь, образованная дугой параболы и осями координат, и площадь трапеции были бы равны.

Наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных данных получается в том случае, когда предполагается, что $(\lambda u)_{\text{ср}} = \lambda_y u_0$ [6] (см. п. 5).

Точность приближенных аналитических решений, основанных на линеаризации квадратичного члена уравнений (1), может быть повышена за счет замены дуги параболы $y = \lambda u^2/2d$ ломаной линией. Разбивая интервал изменения функции скорости $0<u<u_0$ на n равных частей, для m участка получим уравнение аппроксимирующей прямой в виде

$$y = k_m u + b_m, \qquad (25)$$

где $m = 1, 2, 3, \ldots, n$ — порядковый номер интервала; n — число делений интервала $0<u<u_0$.

На примере решения задачи о распространении головного значения волны в полуограниченном трубопроводе приводится подробное изложение этого метода (см. п. 3 гл. I).

Другим способом повышения точности приближенных аналитических решений является метод линеаризации, основанный на свойстве метода разделения переменных (Фурье).

Напомним, что метод разделения переменных основан на предположении о возможности замены функции, зависящей от нескольких аргументов, произведением других функций, каждая из которых зависит только от одного из отмеченных аргументов. Например, равенство $u(x, t) = X(x)T(t)$ означает, что функция скорости, зависящая от координаты x и времени t, представлена в виде произведений функций X, зависящей только от x, и T, зависящей только от t.

Представление квадрата скорости в виде $u^2 \approx \bar{u}u$ [где $\bar{u}$ — среднее значение функции $u(x, t)$ по пути и во времени] с точки зрения метода Фурье означает:

$$u^2 = X^2(x)\,T^2(t) \approx \overline{XT}\,X(x)\,T(t),$$

$$\text{где } \overline{XT} = \text{const}. \qquad (26)$$

Однако нет необходимости осуществлять осреднение одновременно по двум независимым переменным. Если произвести осреднение только по координате, то получим:

$$u^2 \approx \overline{X}\, X\,(x)\, T^2\,(t). \tag{27}$$

Преобразование по формуле (27), по-видимому, более удобно в практике по сравнению с осреднением по формуле (26).

Система уравнений (1) несложными преобразованиями может быть приведена к уравнению:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\lambda u}{d}\,\frac{\partial u}{\partial t} = a^2\,\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \tag{28}$$

Полагая $u(x, t) = X(x)\,T(t)$ и подставляя в (28), получим:

$$X\,(x)\,T''\,(t) + \frac{\lambda}{d}\,X^2\,(x)\,T\,(t)\,T'\,(t) = a^2\,X''\,(x)\,T\,(t). \tag{29}$$

Если в выражении (29) представить $X^2(x) \approx \overline{X}X(x)$, то оно распадается на два независимых уравнения:

$$T''\,(t) + \lambda\,\overline{X}\,d^{-1}\,(T)\,(t)\,T'\,(t) + a\,\varepsilon^2\,T\,(t) = 0;$$

$$X''\,(x) + \varepsilon^2\,X(x) = 0,$$

где ε — собственные значения.

В заключение отметим, что линеаризованная, согласно [1], система уравнений (1) может быть записана в виде одного уравнения:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2\overline{k}\,\frac{\partial u}{\partial t} = a^2\,\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \tag{30}$$

Линеаризованная система (21) сводится к уравнению:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 2N\,\frac{\partial^3 u}{\partial x^2\,\partial t} + a^2\,\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \tag{31}$$

где $N = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3$ — обобщенная вязкость жидкости.

3. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СКАЧКА СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОМ ТРУБОПРОВОДЕ

Случай распространения скачка возмущения в полуограниченном трубопроводе является одной из наиболее простых задач неустановившегося напорного движения

сплошного потока жидкости. В то же время его решение представляет интерес, так как движение в трубопроводе конечной длины может рассматриваться как совокупность прямых и отраженных волн.

Впервые решение рассматриваемой задачи было дано И. А. Чарным [1]. На основании линеаризованной системы уравнений (1)

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} &= \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + 2\bar{k}u\right); \\ -\frac{\partial p}{\partial t} &= \rho_0 a^2 \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

и условий

$$\begin{matrix} t=0 \\ x>0 \end{matrix} \left\{\begin{matrix} p=0 \\ u=0 \end{matrix}\right.; \quad \begin{matrix} t>0 \\ x=0 \end{matrix} \left\{ p=p_0 \right. \tag{33}$$

были представлены формулы:

$$t<\frac{x}{a}; \quad p=0, \; u=0;$$

$$t=\frac{x}{a}; \quad p=p_0 e^{-\bar{k}x/a}, \; u=\frac{p_0}{\rho_0 a} e^{-\bar{k}t};$$

$$t>\frac{x}{a} p=p_0 \left[e^{-\bar{k}x/a} + \frac{\bar{k}x}{a} \int_{x/a}^{t} e^{-\bar{k}t} \cdot \frac{I_1\left(\bar{k}\sqrt{t^2-x^2/a^2}\right)}{\sqrt{t^2-x^2/a^2}} dt \right];$$

$$u=\frac{p_0}{\rho_0 a} e^{-\bar{k}t} I_0\left(\bar{k}\sqrt{t^2-x^2/a^2}\right),$$

где I_0, I_1 — бесселевы функции нулевого и первого порядков первого рода от мнимого аргумента.

Покажем, как можно улучшить сходимость решений (34) для головного значения волны скорости с помощью аппроксимации дуги параболы ломаной линией [7].

Согласно (34), головное значение волны скорости, т. е. при $t=x/a$, определяется выражением:

$$u=\frac{p_0}{\rho_0 a} e^{-\bar{k}t} = \frac{p_0}{\rho_0 a} e^{-\lambda u_0 t/4d}. \tag{35}$$

Полагаем, что $p_0/\rho_0 a = u_0$, тогда (35) можно переписать в виде:

$$u=u_0 e^{-\bar{k}t}. \tag{36}$$

Осуществление линеаризации вида (25) приводит к возникновению n уравнений типа (32), каждое из кото-

рых решается для интервала $\frac{m u_0}{n} < u < \frac{m+1}{n} u_0$ при соответствующих начальных условиях. Собственно говоря, деление интервала изменения функции скорости $0 < u < u_0$ на n равных частей уже определяет начальные условия для каждого интервала.

В связи с тем, что уравнения в каждом интервале отличаются друг от друга лишь сомножителем k_m в формуле (25), нет надобности решать каждое из них в отдельности. Достаточно воспользоваться решением (36), в котором следует назначить показатель степени при экспоненте по правилу

$$\overline{k_m} = \frac{2(n-m)+1}{n} u_0 \qquad (37)$$

для соответствующего интервала m.

На рис. 1 приведена графическая интерпретация вышеизложенной линеаризации квадратичного члена $\lambda u^2/2d$ на отрезке $0 \leqslant u \leqslant u_0$ при $n=1$ (по И. А. Чарному), $n=2$, $n=4$, $\lambda/4d=1$, $u_0=1$.

На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлены решение задачи для n, равного 1, 2, 4, и точное решение $\ln u = -\ln(t+1)$. Здесь явно усматривается стремление к приближению ломаных прямых с ростом n к кривой $\ln u = -\ln(t+1)$, что свидетельствует об улучшении сходимости приближенного и точного решений задачи.

При делении отрезка изменения функции скорости $0 \leqslant u \leqslant u_0$ на число интервалов более четырех рассуждения остаются прежними; при этом конечное значение функции скорости предыдущего интервала является начальным для последующего, что обусловливает непрерывность решения при последовательном переходе из одного интервала в другой.

Если интервал изменения функции скорости $0 < u < u_0$ слева ограничить значением u_i, т. е. $u_i < u < u_0$, то в m-м интервале решение для функции $u(x, t)$ будет иметь вид:

$$u_m = \frac{n u_0 - (m-1)(u_0 - u_i)}{n} \exp \times$$

$$\times \left[-\frac{2(n-m)+1}{n} \times u_0 (t - t_{m-1}) \right]. \qquad (38)$$

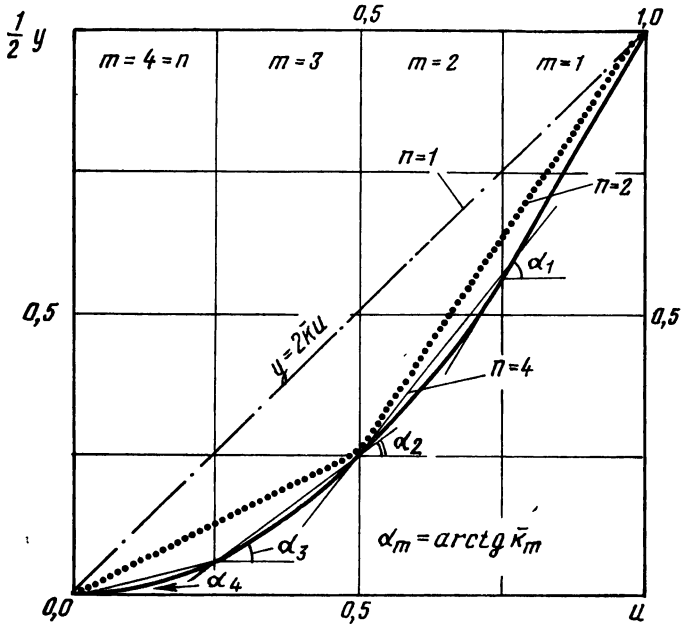


Рис. 1. Линеаризация квадратичного члена в исходных уравнениях

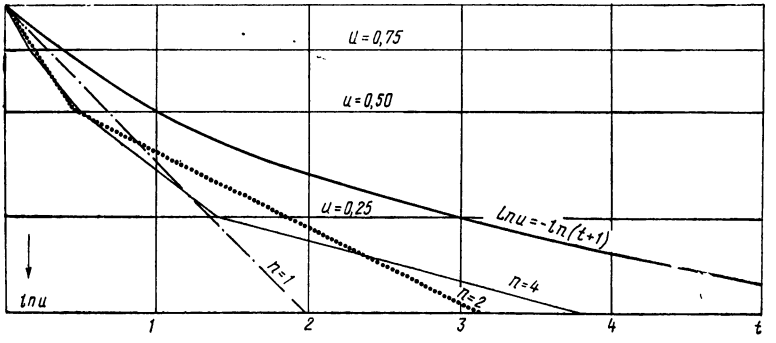


Рис. 2. Улучшение сходимости решения И. А. Чарного с помощью предложенного метода

Время t_m определяется зависимостью:

$$t_m = \frac{1}{u_0} \sum_{m=1}^{n} \frac{n}{2(n-m)+1} \ln \frac{n u_0 - (m-1)(u_0 - u_i)}{n u_0 - m(u_0 - u_i)}. \quad (39)$$

Для данной задачи неограниченное увеличение числа интервалов деления ($n \longrightarrow \infty$), при сжатии последних к нулю $u_m > u > u_{m+1}$; $u_m - u_{m+1} = \Delta u \longrightarrow 0$ позволяет получить абсолютную сходимость приближенного и точного решений.

В самом деле, найдем значение времени t_m, при котором $u = u_i$:

$$\lim_{m \to n} t_m = \frac{1}{u_0} \sum_{1}^{n} \ln \left[1 + \frac{1}{n} \left(\frac{u_0 - u_i}{u_i} \right) \right]^n. \quad (40)$$

Считая, что число интервалов деления n растет неограниченно, согласно (40) будем иметь:

$$\lim_{n \to \infty} t_n = \frac{u_0 - u_i}{u_0 u_i}, \quad (41)$$

откуда ввиду непрерывности t_n и u_i найдем:

$$u_i = u(t) = \frac{u_0}{u_0 t + 1}. \quad (42)$$

Для краткости ранее нами было принято $u_0 = p_0/\rho_0 a$, $\lambda/4d = 1$; в общем случае

$$u(t) = \frac{p_0}{\rho_0 a} \left(\frac{\lambda p_0 t}{4 d \rho_0 a} + 1 \right)^{-1}. \quad (43)$$

Для головного значения волны давления решение задачи дается в виде:

$$p = p_0 \left(\frac{\lambda p_0 x}{4 d \rho_0 a^2} + 1 \right)^{-1}. \quad (44)$$

Зависимости (43) и (44) являются точным решением нелинейной системы уравнений (1); подставляя их в исходную систему уравнений (1), приходим к выводу, что решение реализуется при значениях $t - x/a = 0$, т. е. для головных значений волны скорости и давления.

Решения ряда инженерных вопросов аналитическими методами были даны в работах И. А. Чарного, И. Б. Соколовского, Н. А. Картвелишвили, В. С. Дикаревского, Хр. Христова и др. Однако указанные авторы не дают оценки степени приближенности использованного ими метода линеаризации.

Орловская областная

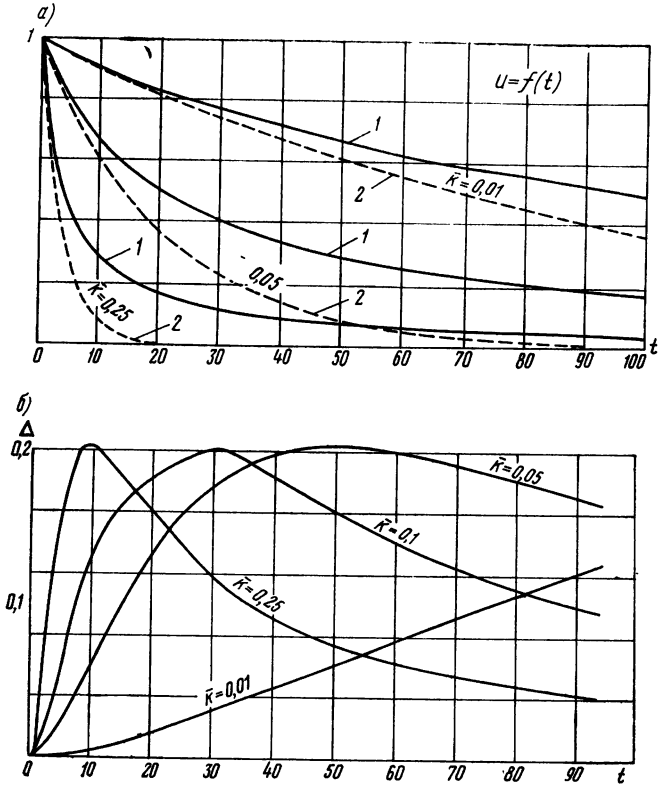


Рис. 3. Сравнение точного и приближенного решений системы уравнений (1)
а — в абсолютных величинах; *б* — в относительных величинах; *1* — по формуле (43а); *2* — по формуле (36)

На примере сопоставления зависимостей (36) и (43) производится оценка величины ошибки, вносимой методом линеаризации квадратичного члена уравнений (1). Формула (43) для этих целей используется в виде:

$$u = \frac{u_0}{\frac{\lambda u_0}{4d} t + 1}. \qquad (43а)$$

Крайние значения $\bar{k}=0{,}25$ и $\bar{k}=0{,}01$ соответствуют $\lambda=0{,}05$ и $d=2''$ и $\lambda=0{,}02$ при $d=20''$ (старые и новые чугунные трубы).

На рис. 3,*а* представлены результаты вычислений по формулам (43) и (36). График функции $u=f(t)$ иллюстрирует затухание единичного скачка скорости, распространяющегося вдоль полуограниченного трубопровода, во времени $0\leqslant t\leqslant 100$, при коэффициенте гидравлического сопротивления $\bar{k}$, равном 0,01, 0,05, 0,25.

Характерной особенностью сопоставления результатов вычислений по формулам (36) и (43а) является то, что при $0{,}01\leqslant\bar{k}\leqslant 0{,}25$ приближенное решение задачи для $u=f(t)$ дает более интенсивное затухание скачка скорости по сравнению с точным решением.

Таким образом, если определить величину ошибки как разность значений между точным (43а) и приближенным (36) решениями, то оказывается, что она имеет положительное значение. По мере убывания коэффициента гидравлического сопротивления $\bar{k}$ абсолютная ошибка Δ также уменьшается и при $\bar{k}=0$ оба решения совпадают, $\Delta=0$.

На рис. 3,*б* приведен график абсолютных отклонений результатов вычислений Δ, на котором отчетливо видно перемещение максимума наблюдаемого отклонения в сторону больших значений t по мере уменьшения коэффициента гидравлического сопротивления $\bar{k}$.

Рассмотрим еще два случая решения уравнения (28)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\frac{\lambda u}{d}\frac{\partial u}{\partial t}=a^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\,. \tag{45}$$

На основании метода разделения переменных представим функцию скорости в виде $u(x,t)=X(x)T(t)$; по аналогии с (43) будем считать, что функция скорости зависит лишь от $T(t)$, а $X(x)=A=\text{const}$

$$u(x,t)=AT(t)=AT. \tag{46}$$

Подставляя равенство (46) в (45), получим:

$$T''+\lambda d^{-1}ATT'=0. \tag{47}$$

Проинтегрировав (47), получим:

$$T'+\frac{\lambda A}{2d}T^2=C_1. \tag{48}$$

Если в уравнении (48) считать $C_1=0$, то после второго интегрирования получим выражение:

$$-\frac{1}{T}+\frac{\lambda A}{2d}t+C_2'=0. \tag{49}$$

Произвольную постоянную интегрирования в (49) запишем в виде $C_2' = AC_2$; тогда после несложных преобразований

$$u = AT = (\lambda t/2d + C_2)^{-1}. \tag{50}$$

Постоянную интегрирования в (50) определим на основании следующего условия: пусть $u=0$ при $t<0$, а при $t=0$ $u=u_0$; тогда

$$u = \frac{u_0}{\frac{\lambda u_0}{2d} t + 1}. \tag{51}$$

Выражение (51) по своей структуре идентично формуле (43а).

Физический смысл предположения $X(x)=\text{const}$, вероятно, означает абсолютную недеформируемость жидкости. Если это справедливо, то сопоставление решений (43а) и (51) приводит к выводу: передача возмущений по несжимаемой колонне жидкости происходит с более интенсивным затуханием, чем по упругому потоку, так как

$$(\lambda u_0 t/2d + 1)^{-1} < (\lambda u_0 t/4d + 1)^{-1}. \tag{52}$$

Таким образом, пренебрегая упругостью капельной жидкости, т. е., казалось бы, допуская малую ошибку, получим качественное различие.

Вернемся к рассмотрению уравнения (47), которое представим в виде:

$$\frac{d}{dT}\left(T' + \frac{\lambda A}{2d} T^2\right) = 0 \tag{53}$$

или

$$T' + k_1 T^2 + k_1 C_1^2 = 0, \quad k_1 = \lambda A/2d.$$

Интегрируя (53), получим частное решение:

$$T_1 = -C_1 \operatorname{tg} k_1 C_1 t. \tag{54}$$

Для отыскания общего решения уравнения (53) воспользуемся подстановкой

$$T = T_1 + \frac{1}{y}, \; y = f(t); \tag{55}$$

$$T = -C_1 \operatorname{tg} k_1 C_1 t + y^{-1}. \tag{56}$$

Подставив выражения (56) в (53), после несложных преобразований получим:

$$y' + 2k_1 C_1 y \operatorname{tg} k_1 C_1 t - k_1 = 0. \qquad (57)$$

Общим решением линейного уравнения (57) является выражение:

$$y = C_1^{-1} \cos^2 k_1 C_1 t \,(\operatorname{tg} k_1 C_1 t + C_2). \qquad (58)$$

Возвращаясь к исходным обозначениям, на основании уравнения (56) запишем:

$$T = \frac{C_1 (1 - C_2 \operatorname{tg} k_1 C_1 t)}{\operatorname{tg} k_1 C_1 t + C_2}$$

и окончательно

$$u = AT = \frac{AC_1 (1 - C_2 \operatorname{tg} \lambda A C_1 t/2d)}{\operatorname{tg} \lambda A C_1 t/2d + C_2}. \qquad (59)$$

Выражение (59) также является точным решением уравнения (45), так как его подстановка в (45) обращает последнее в тождество.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СКАЧКА ВОЗМУЩЕНИЯ В МАГИСТРАЛЬНОМ ВОДОВОДЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Имея точное решение задачи о распространении головного значения волны давления в полуограниченном трубопроводе, сопоставим результаты вычислений по формуле (44) с экспериментальными данными, полученными при исследованиях на производственных и опытных водоводах.

Будем считать, что трубопровод конечной длины l может быть мысленно продолжен целое число раз $\tau = 1, 2, 3, \ldots, n$, где τ — порядковый номер фазы колебаний.

Такое допущение влечет за собой в известной мере отступление от реальной картины. Затухание прямой и отраженной волн происходит по-разному, так как скорости течения среды относительно стенок трубы в прямой и отраженной волнах отличаются между собой на величину, равную или близкую к начальной скорости течения v_0. Потери на трение в связи с этим в прямой и отраженной волнах будут различными; различен и характер распространения фронтов прямой и обратной волн. В одном случае фронт распространяется по дви-

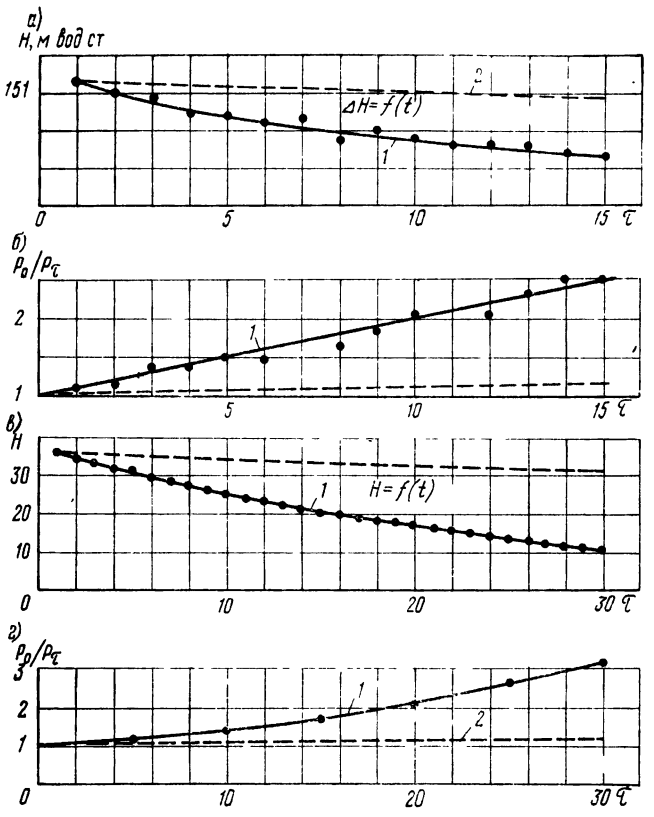


Рис. 4. Сопоставление результатов расчетов по формуле (4) с экспериментальными данными

а и *в* — в абсолютных величинах; *б* и *г* — в относительных

жущейся среде, эпюры скоростей которой в поперечных сечениях имеют определенный характер. В другом случае фронт волны распространяется по покоящейся среде, в связи с чем его «деформация» невелика. Указанные два явления в определенной мере компенсируют друг друга, так что темп затухания прямой и обратной волн при отсутствии кавитации может оказаться одинаковым.

Симметричность графика колебания давления относительно статического уровня (см. главу II) свидетельствует о допустимости сделанного предположения. Действительно, откладывая амплитуды колебания давления над его статическим уровнем (рис. 4,*а, в*), получим плавную кривую; это значит, что отражение волны давления у открытого конца не вносит ощутимых помех — симметрия колебаний давления не нарушается. Поэтому давление, приходящееся на начало каждой фазы колебания τ, можно рассматривать как амплитуду скачка, прошедшего расстояние τl метров.

Для получения наиболее длинного ряда наблюдений использованы лишь те опытные данные, в которых величина $\bar{k}=\lambda/4d$ имела относительно малые значения ($\bar{k}=0{,}0135$, $\bar{k}=0{,}06$).

На рис. 4,*а* приведены данные наблюдений за колебанием давления в производственном водоводе (кривая 1) и результаты вычислений по формуле (44) (кривая 2). Подробное описание измерительной аппаратуры, методики проведения экспериментов даны в главе II; здесь же приводятся данные, необходимые для расчетов.

Длина водовода составляет 365 м от обратного клапана насосного агрегата до резервуара, расположенного на отметке 353 м. Трубопровод сварной, из труб нержавеющей стали $d=0{,}1$ м. При нормальном режиме работы насоса скорость течения жидкости в водоводе $v=2$ м/с, потери на гидравлические сопротивления $H_{тр}=4$ м вод. ст.

Для указанных данных $\lambda=0{,}0054$; $\bar{k}=0{,}0135$. Скорость распространения волны давления в водоводе $a=1270$ м/с, среднее время фазы $t_ф=0{,}575$ с.

Расчетная зависимость (44) при заданных параметрах имеет вид:

$$\Delta H_\tau = \frac{\Delta H_0}{\bar{k}\,\frac{g\,\Delta H_0}{a}\,t_ф\,\tau+1} = \frac{151}{0{,}0135\,\frac{9{,}81\cdot 151}{1270}\,0{,}575\,\tau+1},$$

где $\tau=1, 2, 3, \ldots, 15$; $\Delta H_0=151$ м вод. ст. — повышение давления во второй фазе гидравлического удара, вызванного закрытием обратного клапана, после выключения электропитания в цепи привода насоса.

Если взять отношение p_0/p_τ — величины первого всплеска давления к последующим, то согласно теории

график функции p_0/p_τ в зависимости от τ должен выразиться наклонной прямой с уравнением:

$$p_0/p_\tau = \bar{k}\, g\, a^{-1}\, \Delta H_0\, t_\Phi\, \tau + 1.$$

Результаты обработки опытных данных действительно образуют прямую 1, исходящую из точки [1; 0] (см. рис. 4,*б*).

Теоретическое значение p_0/p_τ изображается пунктирной прямой 2.

Из сопоставления приведенных данных следует, что общий характер рассматриваемого явления описан зависимостью (44) верно, однако количественная сторона вопроса недостаточно удовлетворительна.

Другой пример сопоставления теоретических и экспериментальных данных представлен на рис. 4,*в, г*. На рис. 4,*в* в виде графика функции $\Delta H = f(t)$ приведены результаты осциллографирования колебаний давления в стеклянном трубопроводе, вызванных быстрым закрытием концевого пробкового крана ($t_3 = 0{,}05$ с).

Основные параметры экспериментальной установки: длина $l = 132{,}6$ м; трубопровод собран из стеклянных труб внутренним диаметром $d = 0{,}056$ м; статический напор $H_{ст} = 35{,}9$ м вод. ст., $a = 1090$ м/с, $t_\Phi = 0{,}24$ с. Коэффициент гидравлического сопротивления λ является функцией числа Рейнольдса (гладкие трубы); в выбранном опыте $\lambda_0 = 0{,}013$, $\bar{k} = 0{,}06$ при скорости равномерного режима 2,9 м/с и потерях напора на гидравлическое сопротивление 13,9 м вод. ст.

Расчетная зависимость для указанных данных имеет вид:

$$\Delta H_\tau = \frac{\Delta H_0}{\dfrac{\bar{k}\, g\, \Delta H_0}{a}\, t_\Phi\, \tau + 1} = \frac{36}{0{,}06\, \dfrac{9{,}81 \cdot 36}{1090}\, 0{,}24\, \tau + 1}.$$

Результаты опытных наблюдений за затуханием амплитуды колебаний давления в водоводе представлены в виде графика зависимости $\Delta H = f(t)$ на рис. 4,*в* (кривая 1); расчетные данные (кривая 2).

На рис. 4,*г* приводятся фактические и расчетные данные в виде графиков функций $p_0/p_\tau = f(\tau)$ для $\tau = 1, 2, 3, \ldots, 30$. Как уже отмечалось, в данных экспериментах $\lambda = f(\mathrm{Re})$; это обстоятельство, по-видимому, повлияло на характер графика p_0/p_τ в виде несколько вогнутой кривой, построенного по фактическим данным. Поскольку

функциональная зависимость $\lambda = f(\mathrm{Re})$ в исходных уравнениях не учитывалась, это отразилось и на расчетной зависимости, дающей наклонную прямую.

Предшествующие исследователи (Лунякина, Розенберг, Дикаревский и др.), производя количественную оценку результатов сопоставления отдельных экспериментальных и теоретических данных, установили заметное их расхождение. Основная причина таких расхождений объяснялась приближенностью аналитических решений исходных уравнений.

Имея в настоящее время точное решение уравнений (1) и зная, что при турбулентном режиме движения жидкости (установившееся течение) в узком интервале изменения функции скорости коэффициент λ изменяется незначительно, можно сделать следующие выводы.

1. Потери энергии на гидравлическое сопротивление при волновом движении жидкости больше, чем при установившемся. Необходимо более строго определять коэффициент гидравлического сопротивления λ при неустановившемся режиме течения и учитывать распределение местных скоростей по сечению и длине потока, что неизбежно приводит к постановке и решению двумерных и объемных задач.

2. Наилучшее совпадение результатов приближенного аналитического решения с опытными данными было получено в случае наиболее грубого приближения, когда линеаризация осуществлялась по формуле $\frac{\lambda u^2}{2d} \approx \frac{\lambda u_0}{2d} u$ [6], т. е. когда потери на трение были приняты заведомо бо́льшими, чем имеющиеся при переходном режиме течения: аппроксимирующая прямая на графике $H_{\text{тр}} = f(u)$ выше параболы $y = \frac{\lambda u^2}{2d}$ (см. рис. 1).

3. Повышение математической точности приближенного аналитического решения не может улучшить сходимость теоретических результатов с экспериментальными, напротив, наибольшее расхождение их наблюдается при использовании в качестве расчетных зависимостей точного решения уравнений (1).

4. Система уравнений (1) неадекватно описывает наблюдаемое затухание амплитуды колебаний давления в трубопроводе.

В связи с изложенным рассмотрим решение уравнений Рейнольдса.

5. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ПРЯМОГО ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА В ВОДОВОДЕ

При экспериментальных исследованиях гидравлического удара в водоводах, помимо указанного ранее расхождения опытных и теоретических данных по затуханию волны давления, было зафиксировано уположивание профиля фронта скачка возмущения по мере его затухания. Это значит, что исходный П-образный импульс давления от фазы к фазе деформировался, стремясь принять синусоидальное очертание (см. главу II).

Отмеченные явления не поддавались объяснению с точки зрения решения уравнений (1), поэтому с целью исследования их воспользуемся уравнением (31):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 2N \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \tag{60}$$

Сформулируем условия задачи. Пусть при $t<0$ жидкость равномерно истекает в атмосферу из резервуара по трубопроводу длиной l с постоянным давлением p_0. В момент $t=0$ кран на конце трубы мгновенно закрывается.

Требуется найти скорость $u(x, t)$ в сечении у резервуара ($x=0$) при $t>0$.

Краевые условия принимаются в виде:

$$\left.\begin{aligned} u(x, 0) = u_0, \quad \frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = 0; \\ \frac{\partial u(0, t)}{\partial x} = u(l, t) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

Решением уравнения (60) при условиях (61) является выражение:

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[e^{-N\varepsilon_k^2 t} \left(C_k \cos \varepsilon_k \sqrt{a^2 - N^2 \varepsilon_k^2}\, t + \right.\right.$$

$$\left.\left. + D_k \sin \varepsilon_k \sqrt{a^2 - N^2 \varepsilon_k^2}\, t \right) \cos \varepsilon_k x \right], \tag{62}$$

в котором

$$\varepsilon_k = \frac{2k-1}{2l} \pi, \quad k = 1, 2, 3, \ldots;$$

$$C_k = \frac{2(-1)^{k-1} u_0}{\varepsilon_k l};$$

$$D_k = \frac{2(-1)^{k-1} u_0 N}{\varepsilon_k l \sqrt{a^2 - N^2 \varepsilon_k^2}}.$$

Отметим, что для идеальной ($N=0$) упругой жидкости зависимость (62) будет совпадать с закономерностью незатухающих колебаний скорости в сечении у резервуара ($x=0$), установленной Н. Е. Жуковским [9]:

$$u(0, t) = \frac{4u_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k-1}}{2k-1} \cos \frac{2k-1}{2l} \pi a t =$$

$$= -\frac{4u_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{2k-1} \cos \frac{2k-1}{2l} \pi a t =$$

$$= \frac{4u_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin[(2k-1)(at/2l - 1/2)\pi]}{2k-1} =$$

$$= \begin{cases} u_0; & -1/2 < ct/2l < 1/2, \quad 3/2 < ct/2l < 5/2, \ldots; \\ -u_0; & 1/2 < ct/2l < 3/2, \quad 5/2 < ct/2l < 7/2, \ldots. \end{cases}$$

Быстрая сходимость ряда, обусловленная тем, что в показатель степени при экспоненте входит ε_k^2, позволяет упростить выражение (62); для его анализа достаточно взять лишь три первых члена ряда. Кроме того, в данном случае $a^2 \gg N^2 \varepsilon_k^2$, $k=1, 2, 3$:

$$u(x, t) \approx \frac{4u_0}{\pi} \left[\exp\left(-\frac{1}{4l^2} N\pi^2 t\right) \cos \frac{\pi a t}{2l} \times \right.$$

$$\times \cos \frac{\pi x}{2l} - \frac{1}{3} \exp\left(-\frac{9}{4l^2} N\pi^2 t\right) \cos \frac{3\pi a t}{2l} \times$$

$$\left. \times \cos \frac{3\pi x}{2l} + \frac{1}{5} \exp\left(-\frac{25}{4l^2} N\pi^2 t\right) \cos \frac{5\pi a t}{2l} \frac{5\pi x}{2l} \right]. \quad (63)$$

Первой особенностью выражения (63) является зависимость интенсивности затухания скачка скорости от трех коэффициентов вязкости: $N = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3$. Это свидетельствует о том, что при распространении возмущения в потоке вязкой жидкости энергия скачка затрачивается не только на работу сил касательных, но и нормальных напряжений, увеличивающих интенсивность затухания.

По данным наблюдений за затуханием ультразвука в жидкости, второй коэффициент вязкости (объемной)

может намного превосходить по величине первый коэффициент вязкости [10]. Это значит, что по порядку величины он приближается к коэффициенту турбулентной вязкости. При стационарном режиме движения жидкости его влияние ничтожно мало, поэтому при опытных замерах потерь напора в трубопроводе невозможно установить долю его участия в численном значении λ.

Полагая, что при установившемся режиме движения жидкости коэффициент гидравлического трения $\lambda_у$ является функцией коэффициента турбулентной вязкости ν_3 (и шероховатости n), а при неустановившемся режиме $\lambda_{ну}$ зависит от двух коэффициентов ν_2 и ν_3, определим их значения по выражениям:

$$\lambda_у = f(\nu_3, \ldots), \quad \lambda_{ну} = f(\nu_2, \nu_3, \ldots).$$

На основании изложенного можно считать $\nu_2 \approx \nu_3$, тогда $\lambda_{ну} \approx 2\lambda_у$*.

Если обратиться теперь к решению линеаризованных уравнений (1) при условиях (61), то затухание волны давления может быть описано выражением [6]:

$$H(l, \tau) = H_{ст} + a u_0 g^{-1} e^{-\alpha\tau}(1 + \alpha),$$

где $\tau = 1, 2, 3, \ldots$, — порядковый номер фазы повышения давления;

$\alpha = \dfrac{(\lambda u)_{ср} u_0}{2g} \dfrac{l}{d} : \dfrac{a u_0}{g}$ — отношение потерь напора трения к ударному давлению.

В том случае, когда $\lambda = \lambda_у$, а среднее значение скорости $u_{ср} = \dfrac{1}{2}(u_0 + 0) = \dfrac{1}{2} u_0$, величина α определится соотношением:

$$\alpha_у = \frac{H_{тр}}{2} : \frac{a u_0}{g}.$$

При $\lambda = \lambda_{ну} = 2\lambda_у$;

$$\lambda_{ну} = H_{тр} : \frac{a u_0}{g},$$

где $H_{тр}$ — потери напора на трение при установившемся режиме движения жидкости.

Таким образом, принятое нами ранее [6] значение $\alpha = H_{тр} : \dfrac{a u_0}{g}$ получает свое объяснение.

На рис. 5 приведены фактические (опыт X из [14] и [6]) и расчетные данные затухания волны давления в трубопроводе при прямом гидравлическом ударе.

---

* Согласно данным Н. А. Панчурина, $\lambda_н$ может достигать значений $\lambda_{ну} \leqslant 1{,}7\ \lambda_у$.

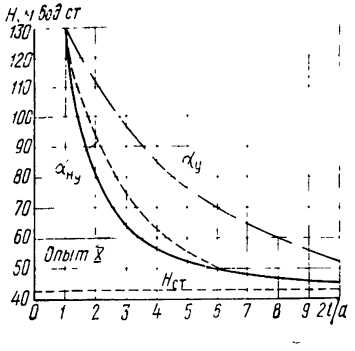
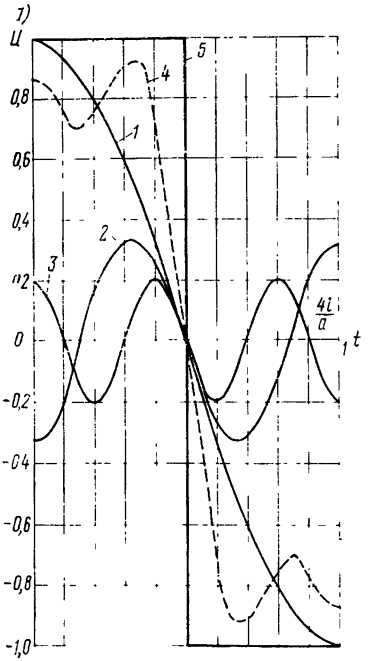


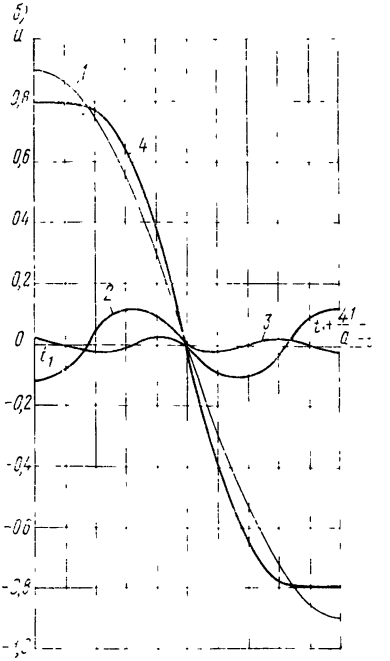
Рис. 5. Сравнение теоретических данных с экспериментальными

l = 1140 м, d = 50 мм; v = 0,86 м/с, a = 1030 м/с, $\alpha_{ну}$ = 0,48; $\alpha_{у}$ = 0,24

Рис. 6. Решение уравнений Рейнольдса задачи прямого гидравлического удара

1 — колебания с частотой $f = a/4l$; *2* — первая нечетная гармоника; *3* — вторая нечетная гармоника; *4* — значение суммы первых трех членов ряда выражения (63), *5* — по формуле (62)





Как видно, учет второго коэффициента вязкости в исходных уравнениях позволяет улучшить сходимость теоретических и экспериментальных данных по затуханию амплитуды колебаний скорости и давления.

Второй особенностью выражения (63) является зависимость скорости затухания волнового процесса от частоты его колебаний [44].

Если в выражении (63) положить $N\pi^2/4l^2=1$, то значение первого слагаемого в правой части, характеризующего колебание с полупериодом $T/2=2l/a$, будет уменьшаться во времени как e^{-t}; колебание с периодом $T=4l/a$ может рассматриваться как резонансная частота $(1/T)$ трубопровода длиной l.

Второе слагаемое в выражении (63) является первой нечетной гармоникой резонансной частоты колебания; она затухает как e^{-9t}. Третье слагаемое характеризует вторую нечетную гармонику, затухающую пропорционально e^{-25t}.

Отмеченное обстоятельство указывает на зависимость интенсивности затухания колебательного процесса от его частоты.

В связи с тем, что скачок возмущения представлен суммой бесконечного ряда гармонических колебаний, амплитуды которых затухают в зависимости от квадрата их частоты, по мере распространения его фронт подвержен деформации за счет выпадения (интенсивного затухания) высокочастотных составляющих. Таким образом, исходный П-образный импульс в пределе преобразуется в синусоидальный.

На рис. 6,*а* представлен график изменения скорости $u(0, t)$ в сечении у резервуара, построенный по результатам расчета по формуле (62). Кроме того, даны значения функций, определяемых первыми тремя членами ряда выражения (63) и их суммой.

На рис. 6,*б* представлен график изменения скорости и $(0, t)$ спустя момент времени $l_1=n4l/a$ (n—целое число), на котором отчетливо видно резкое затухание второй и первой нечетных гармоник. Момент времени t_1 подобран таким образом, что показатель степени при экспоненте имеет значение 0,1.

В заключение следует отметить, что использование уравнений Рейнольдса даже в упрощенной (одноразмерной) постановке [уравнение (60)] позволяет вскрыть некоторые качественные особенности волнового движения жидкости в трубопроводе, которые не поддавались объяснению решениями уравнений (1).

Глава II ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР, СОПРОВОЖДАЮЩИЙСЯ КАВИТАЦИЕЙ ПОТОКА ЖИДКОСТИ

1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О ГИДРАВЛИЧЕСКОМ УДАРЕ, СОПРОВОЖДАЮЩЕМСЯ РАЗРЫВОМ СПЛОШНОСТИ ПОТОКА

При расчетах на прочность трубопроводов и арматуры, а также устройств, снижающих величину гидравлического удара в системах водоснабжения, необходимо знать максимальные амплитуды колебания давления.

Величина максимально возможного повышения давления при гидравлическом ударе определяется по формуле Н. Е. Жуковского (прямой гидравлический удар) [9]:

$$J = H_{ст} + a v_0 g^{-1}, \qquad (64)$$

где J — полное давление, м вод. ст.; $H_{ст}$ — статический напор, м вод. ст; v_0 — величина погашенной скорости, м/с; g — ускорение свободного падения, м/с^2.

Однако еще на основании экспериментальных исследований Н. Е. Жуковского [9] был сделан вывод, что в тех случаях, когда гидравлический удар создает вакуум в фазах понижения давления, последующее повышение давления может превышать значение J. В доказательство этого приводилась диаграмма давления, показанная на рис. 7.

Н. Е. Жуковский в своей работе [9] дает качественную оценку обнаруженного им явления, объясняя наличие первого пика на диаграмме давления тупиковым эффектом подводящих (к самописцу) трубок. Его же приращение в последующей фазе сжатия происходит вследствие увеличения скорости потока, втекающего в разреженное пространство. В результате схлопывания кавитационной области образуется повышение давления, бо́льшее, чем в случае сплошного потока жидкости,



Рис. 7. Диаграмма колебания давления Н. Е. Жуковского

о чем и свидетельствует увеличение пика в третьей фазе гидравлического удара. Количественной оценки прироста давления сверх J до настоящего времени не установлено.

Значительные трудности, связанные с проведением систематических экспериментальных исследований, а также не вполне правильное понимание выявленной Н. Е. Жуковским аномалии, по-видимому, явились основными причинами того, что за последние 60 лет это явление до конца не изучено, несмотря на то что многие авторы пытались решить эту задачу теоретически. Так, случай гидравлического удара с разрывом сплошности потока рассматривался Л. Бержероном [11], М. А. Мостковым [12]. Н. А. Картвелишвили [13, 39, 43]. Однако единого мнения о величине превышения ударного давления сверх J и даже о возможности такого превышения не сложилось. Те, кто считал указанное превышение невозможным, выдвигали следующие доводы: формула (64) является прямым следствием закона сохранения энергии; она описывает переход кинетической энергии в потенциальную (и обратно) при волновом режиме течения жидкости в изолированной системе. Поэтому любое отклонение в бо́льшую сторону противоречило бы закону сохранения энергии.

Кроме того, обширные исследования на напорных водоводах действующих насосных станций, проведенные в 20—30 гг. в США и других странах, не обнаружили давления, превышающего J. Такое превышение не установлено и отечественными исследователями

В СССР наиболее важные экспериментальные исследования, касающиеся данной проблемы, проведены во ВНИИ ВОДГЕО (1950—1954) [14]. В результате получены обширный экспериментальный материал и приближенные теоретические зависимости для определения величины наибольшего ударного давления в напорном потоке, подверженном ярко выраженной кавитации. Этими опытами не установлено ударного давления, превышающего J, более того ударное давление было, как правило, меньше этой величины за счет рассеивания энергии на гидравлическое трение и других потерь.

Такие же результаты получены А. Ф. Мостовским [15], который проводил эксперименты на небольшой установке в МИИТ, а также А. Г. Джваршейшвили и Г. И. Кирмелашвили [16], которые проводили исследования в связи с изучением явления гидравлического удара в напорных пульпопроводах.

Обширными натурными измерениями колебаний давления при внезапной остановке насосов, проведенными в 50-х годах В. М. Папиным [17, 18] на многих действующих водоводах насосных станций Украины и Л. Ф. Мошниным с сотрудниками на водоводах насосных станций московского и других водопроводов, также не обнаружено ударных давлений, превышающих J.

Явление гидравлического удара, сопровождающегося разрывом сплошности потока, снова стало привлекать внимание исследователей в последнее десятилетие. Несомненно, что одной из причин этого внимания явились «Указания по защите водоводов от гидравлического удара» [4], в которых кавитация (разрыв сплошности потока) рассматривается как условие, непременно приводящее к повышению давления сверх J. Максимальная амплитуда давления в фазе сжатия жидкости, согласно [4], определяется значением:

$$H = 2H_{ст} + J = 3H_{ст} + a v_0 g^{-1}, \qquad (65)$$

т. е. оказывается на 2 $H_{ст}$ больше J. Величина H в формуле (65) получена как результат сложения волн гидравлического удара, возникающих у кавитационной области и у резервуара.

Превышение ударного давления сверх J Л. Ф. Мошниным [4] было подтверждено экспериментально на опытной установке [19]. К сожалению, полученные опыт-

ные данные не позволили более или менее точно оценить количественно это превышение, так как колебания давления фиксировались с помощью самописцев с пружинами Бурдона, давших большой разброс данных измерений из-за значительной инерционности, которой обладают данные приборы.

Вызывала сомнение и правильность математического моделирования явления гидравлического удара кавитирующей жидкости, использованного в «Указаниях» при выводе соотношения (65). Однако эта модель соответствовала представлениям того времени, сложившимся на основании непосредственных наблюдений за областью кавитации [14].

Следует отметить, что ни принятая модель, ни вывод формулы (65) не объяснили диаграммы давления, полученной Н. Е. Жуковским: пиковая прибавка давления сверх J, согласно этой теории, возникает в конце второй фазы сжатия, а не в начале, как это видно из диаграммы (см. рис. 7).

Несмотря на это, предположение проф. Л. Ф. Мошнина о возможности возникновения ударного давления сверх J, а также его теоретическое и экспериментальное обоснование следует считать значительным вкладом в изучение явления гидравлического удара.

Вышеотмеченные несоответствия результатов теории и экспериментов побудили авторов данной работы приступить к основательному экспериментальному изучению явления гидравлического удара, сопровождающегося кавитацией потока жидкости.

Исследования проводились на нескольких экспериментальных трубопроводных установках, отличающихся, главным образом, геометрией своих трасс. Особенностью этих экспериментальных трубопроводов было то, что они имели участки из стеклянных труб для наблюдения и киносъемки картины кавитации.

Давление и скорость неустановившегося потока измеряли современной малоинерационной аппаратурой: тензометрическими датчиками давления и индукционными датчиками расхода с выходом на светолучевые осциллографы. Фиксирование одновременно двух параметров напорного потока — давления и скорости — дало возможность получить новые данные о напорном неустановившемся движении жидкости.

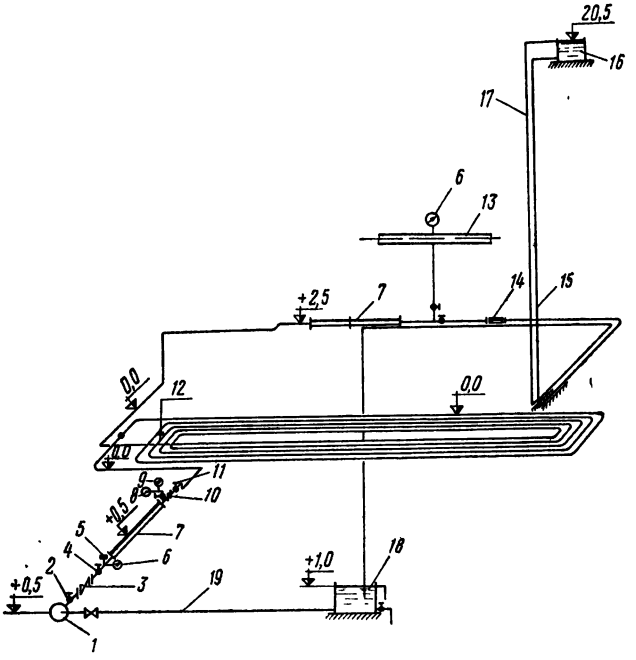


Рис. 8. Схема экспериментальной установки ВНИИ ВОДГЕО

1 — насос 3КС6×4; *2* и *11* — пробковые краны $d=2''$; *3* — быстродействующая задвижка; *4* — пробковый кран $d=1^1/_2''$; *5* и *12* — датчики давления; *6* — контрольные манометры; *7* — стеклянная труба; *8* — вакуумнасос; *9* — вакуумметр; *10* — измерительная диафрагма расходомера; *13* — напорная магистраль; *14* — датчик индукционного расходомера; *15* — напорный трубопровод; *16* — напорный бак; *17* — сливной трубопровод; *18* — приемный бак; *19* — всасывающая линия $d=150$ мм, $l=12$

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ОПЫТНОЙ УСТАНОВКЕ ВНИИ ВОДГЕО

Экспериментальная установка ВНИИ ВОДГЕО (рис. 8) представляла собой горизонтальный трубопровод из газовых труб с внутренним условным диаметром 52 мм, уложенных в виде спирали по полу помещения. К одному концу трубопровода был присоединен насос марки 3КС6×4 производительностью 21,6 м³/ч и максимальным напором 110 м вод. ст. (отметка оси насоса относительно пола +0,5 м). Другой конец трубопровода был подсоединен к напорному баку с отметкой уровня воды в нем

+20,5 м. При необходимости трубопровод можно присоединять к напорной магистрали городского трубопровода $d=100$ мм с напором 50—60 м вод. ст. Длина трубопровода от насоса до напорного бака 306 м. Установка работала по циркуляционной системе: насос забирал воду из приемного бака, нагнетал ее в напорный бак, откуда по переливному трубопроводу вода сливалась в бак *18*. Установка использовалась также и при работе в режиме свободного излива воды из бака *16* в бак *18*.

В головной части трубопровода (у насоса) и на его конце вмонтированы стеклянные трубы $d=56$ мм, длиной 3 м. Трубопровод оборудован быстродействующей задвижкой (время закрытия 0,004—0,007 с) и пробковыми кранами.

Средний коэффициент гидравлического сопротивления трубопровода (при $v_0=1{,}5$ м/с), определенный экспериментальным путем, оказался равным $\zeta=\lambda l d^{-1}+\Sigma\zeta_i=218$, чему соответствует условная $\lambda_y=0{,}0374$. После ряда конструктивных изменений опытной установки коэффициент гидравлического сопротивления трубопровода равнялся $\zeta=239$ при $v_0=1$ м/с.

Для записи колебания давления во времени использовались индукционные и тензометрические датчики давления различных конструкций и соответствующие вторичные приборы. Из шести испытанных конструкций датчиков давления наилучшим оказался датчик типа ДС-1, разработанный А. Г. Джваршейшвили [20]. Конструктивной особенностью датчика ДС-1 является стаканообразная мембрана, к внешней боковой стенке которой вдоль образующей цилиндра приклеен тензоэлемент. Температурная компенсация осуществляется вторым тензометром, расположенным на корпусе датчика. Благодаря специальному подбору материала мембран и технологии его обработки обеспечивается линейная характеристика прибора с практически незаметной петлей гистерезиса.

Хорошее совпадение данных статической и динамической (до 25 ати) тарировки ДС-1, высокая резонансная частота рабочего элемента (свыше 15 кГц) позволили измерить амплитуду колебания гидравлического удара с высокой степенью точности.

Чтобы исключить влияние пузырьков воздуха на показания прибора, которые скапливаются в процессе измерения во внутренней полости стаканообразной мем-

браны, ее заливали техническим вазелином, а датчик монтировали непосредственно на трубопроводе, в нижней (по диаметру) точке периметра трубы.

Из вторичных приборов применялись тензоусилители марок ТУ-4М, УТС1-ВТ-12, ТА-5 и шлейфные осциллографы RFT, Н-700 и Н-105 (с дневным проявлением фотобумаги). Наилучшие результаты получены при использовании четырехканального тензометрического усилителя ТА-5.

Переходные процессы регистрировались рамочными гальванометрами. При резонансной частоте колебаний в трубопроводе

$$f = \frac{L}{T} = \frac{a}{4l} = \frac{1300}{4 \cdot 306} \approx 1 \text{ гц}$$

(где f — частота, гц; T — период колебаний, с) и нижней собственной частоте гальванометров $F_г = 120$ гц отношение частот составит $\sigma = 20 \ln \frac{120}{1} \approx 42$ дб, что гарантирует незначительную погрешность измерений по амплитуде.

Изменения средней по сечению трубы скорости движения жидкости при гидравлическом ударе регистрировались с помощью датчика индукционного расходомера типа ИР-1М. Измерение скорости напорного волнового движения жидкости представляет известные трудности, так как может быть не только быстро ускоренное и замедленное течение, но и течение, направление которого периодически и с большой частотой изменяется на противоположное. Измерительный блок заводского изготовления, комплектуемый с индукционным датчиком, для этих целей не пригоден. Поэтому был изготовлен специальный фазочувствительный усилитель, который позволял измерять скорость как в прямом, так и в обратном направлении.

Принцип действия датчика ИР-1М основан на явлении электромагнитной индукции.

При прохождении электропроводной жидкости через однородное магнитное поле в ней, как в движущемся проводнике, наводится электродвижущая сила, пропорциональная средней скорости потока:

$$E = B l v \cdot 10^{-8},$$

где E — электродвижущая сила, В; B — электромагнитная индукция в зазоре между полюсами магнита, гс; l — расстояние между электродами, равное внутреннему диаметру трубы, см; v — средняя скорость потока, см/с.

Датчик ИР-1М представляет собой отрезок немагнитной трубы с фланцами на концах для подсоединения к трубопроводу. Внутренняя поверхность трубы покрыта изоляционным материалом. На внешней поверхности трубы расположен электромагнит, который создает внутри участка немагнитной трубы равномерное магнитное поле. ЭДС, образующаяся в жидкости, пересекающей магнитное поле, снимается двумя электродами, введенными диаметрально противоположно в одном поперечном сечении в стенки трубы датчика.

Сигнал, поступающий от датчика, кроме полезной составляющей E содержит помеху трансформаторной ЭДС; компенсация этой ЭДС осуществляется с помощью низкоомного потенциометра, один конец которого подсоединен к первому электроду, а другой — к выводу симметрично расположенного проводника. Напряжение, создаваемое датчиком, снимается с движка потенциометра и второго электрода и подается на вход усилителя переменного тока.

Перед проведением каждой серии экспериментов по изучению гидравлического удара производилась проверка измерительной аппаратуры. Электронные приборы включали в сеть переменного тока с частотой 50 гц; после 15—20 мин прогрева с помощью балансировки схемы по активному сопротивлению и емкости устанавливали нули тока, соответствующие атмосферному давлению (принимаемому за начало отсчета) и нулевому расходу жидкости. Затем в течение 10—15 мин велись наблюдения за дрейфом нулей на экране светолучевого осциллографа; как правило, величина дрейфа не превышала $\pm 1{,}5$—2 мм.

После корректировки «нулей» тарировали датчики давления и скорости при требуемом масштабе измерения; для этого на выход усилителей подключали миллиамперметры, с помощью которых снималась контрольная рабочая характеристика измерительных приборов, при этом давление измеряли образцовым манометром, а скорость — объемным способом.

В некоторых случаях, когда предварительно была снята характеристика гальванометра, тарировочные данные записывались непосредственно на ленту осциллографа.

При подготовке опытного трубопровода к проведению эксперимента удаляли воздух из линии путем попере-

менной продувки водовода и создания небольших гидравлических ударов ($v<0{,}2$ м/с), отжимающих воздух из жидкости. Готовность линии устанавливалась по характерному «сухому щелчку» в фазе сжатия гидравлического удара и по скорости распространения возмущения a, которая определялась по осциллограмме контрольных гидравлических ударов. Если $a=1250$—1350 м/с, это свидетельствовало о минимальном содержании (при данной температуре) свободного воздуха в потоке жидкости.

Как показали измерения, для задвижки время дросселирования потока составило $t_з=5$—7 мс, для пробкового крана в среднем $t_з=50$ мс. Кроме того, было установлено, что в некоторых опытах, когда расход жидкости был максимальным (задвижка полностью открыта), при закрытии задвижки происходило ее заклинивание, а иногда упругий отскок диска. При этом наблюдалось незначительное перетекание жидкости со стороны насоса в области разрыва сплошности потока, что нарушало «чистоту» опыта.

В связи с этим в диапазоне скоростей $2{,}5\leqslant v\leqslant 3{,}2$ м/с гидравлический удар создавался путем закрытия пробкового крана. Для обнаружения возможной утечки жидкости через закрытый кран его предварительно подвергали односторонней нагрузке 200 м вод. ст. со стороны насоса. Если наблюдалась незначительная утечка, производилась тщательная притирка конических поверхностей пробкового крана.

При скоростях потока $v<2$ м/с гидравлический удар создавался закрытием задвижки и пробкового крана поочередно. Такое дублирование экспериментов позволило установить, что скорость дросселирования потока $t_з$ не влияет на амплитуду повышения давления ($t_з\ll 2l/a$).

При проведении опыта работы выполнялись в такой последовательности. Быстродействующая задвижка приводилась в рабочее положение (см. рис. 8), а пробковым краном *2* устанавливалась требуемая скорость движения потока по показаниям ртутного или водовоздушного дифманометра, подсоединенного к дисковой диафрагме с диаметром отверстия 20 или 40 мм. Расход измеряли объемным способом с помощью мерного бака *18*. Затем подавалась команда на включение осциллографа, а через 2—3 с — на закрытие затвора.

Скорость движения фотоленты осциллографа составляла 40 или 10 мм/с, что позволяло при резонансной частоте колебания жидкости в трубопроводе 1 гц получить удовлетворительную развертку по времени. Для наибольшей точности определения масштаба времени на ленту подавались импульсы отметчиков времени с длительностью интервалов 0,1 и 0,02 с.

Коэффициент усиления ТА-5 подбирался таким образом, чтобы максимальная амплитуда давления соответствовала перемещению луча на экране осциллографа до 80 мм, при ширине ленты 120 (100) мм.

Длительность записи переходного процесса составляла в среднем 10 с. После успокоения колебаний в трубопроводе, т. е. спустя 1—2 мин с момента закрытия затвора, фиксировались нули скорости и давления. Осциллограмма считалась удовлетворительной в том случае, когда совпадали исходные и конечные данные записи скорости и давления. При заметном дрейфе нулей запись браковали, а эксперимент повторяли.

Во время проявления осциллограмм подготавливали трубопровод и измерительную аппаратуру к проведению следующего эксперимента.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ОПЫТНОЙ УСТАНОВКЕ ВНИИ ВОДГЕО

Проведением *первой серии экспериментов* — перепуск давления из одной части трубопровода в другую — предусматривалось выявить зависимость гидравлического удара от разрежения в области кавитации потока.

Опыты проводились в такой последовательности. В выделенном участке трубы между кранами № 4 и 11 (см. рис. 8) вакуум-насосом создавалось заданное разрежение, которое измерялось вакуумметром. Таким образом, по обе стороны от крана *11* образовывался перепад давления $20+h_в$ м вод. ст. Затем быстро открывали кран *11*, в результате чего скачок давления распространялся по трубопроводу в обе стороны от крана. Запись давления осуществлялась с помощью датчика *5*, установленного у закрытого конца трубы.

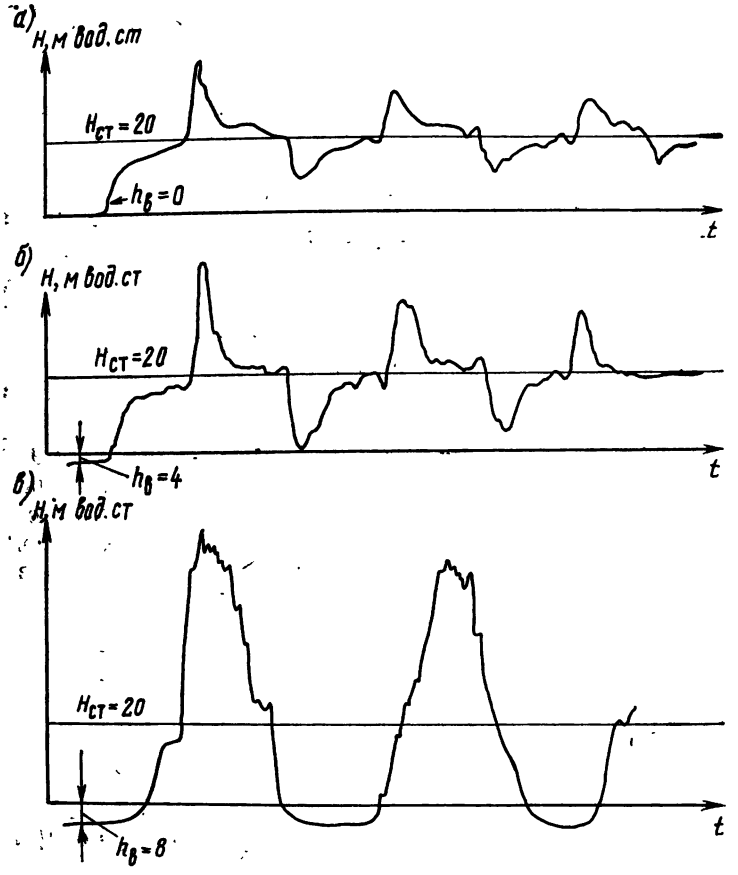


Рис. 9. Осциллограммы давления в зависимости от величины вакуума при перепуске давления

При такой постановке эксперимента, когда путь пробега возмущения невелик (от крана *11* до крана *4*), влияние затухания скачка давления практически исключается. Некоторые осциллограммы, иллюстрирующие изучаемый процесс, представлены на рис. 9. Зависимость

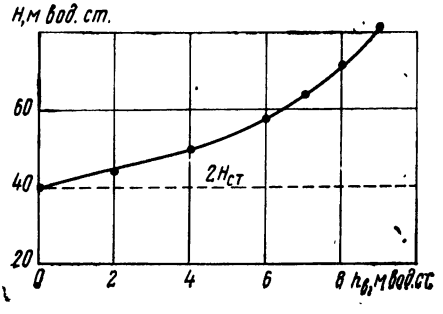


Рис. 10. Зависимость наибольшего скачка давления от величины вакуума

ударного давления от величины вакуума приведена на рис. 10.

Одним из важных положений, установленных в результате проведения опытов, является соответствие величины повышения давления формуле Н. Е. Жуковского для тупика при разрежениях $0<h_в<2$ м вод. ст. Из рис. 9, *а* отчетливо видно, что давление, которое было перед краном № 4, увеличивается в 2 раза.

При последующем увеличении разрежения (рис. 9, *б* и *в*) давление повышалось в зависимости от величины этого разрежения. Нетрудно предположить, что в этом случае ударное давление определялось гашением той скорости, которая образовалась за счет истечения в разреженное пространство с учетом потерь на гидравлическое сопротивление. Следует отметить, что в этих опытах не была достигнута та максимальная скорость истечения, которая имелась в последующих сериях опытов, когда разрежение создавалось инерционным отгоном жидкости от закрываемого крана.

Проведением *второй серии экспериментов* предусматривалось исследовать гидравлический удар, возникающий в результате закрытия концевого крана № 4 на линии; жидкость при этом перетекала по трубопроводу из напорного бака *16* в приемный бак *18*. Необходимый расход устанавливали путем дросселирования краном *2*. Гидравлический удар создавался закрытием задвижки *3* или пробкового крана *4*. Давление фиксировалось датчиком *5* (см. рис. 8).

Создание стационарного режима движения жидкости от напорного бака или магистрали имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием для этих целей насосного агрегата. Механические колебания, увеличение пульсации скорости и давления, изменение концентрации воздуха в потоке, электрические наводки на измерительную аппаратуру со стороны элек-

тропривода — помехи, осложняющие проведение опытов и влияющие на последующий переходный процесс.

На практике водоснабжение, как правило, осуществляется с помощью насосных агрегатов, в связи с чем исследования гидравлического удара, сопровождающегося кавитацией потока, казалось бы, рациональнее проводить в соответствующем плане. Однако на данном этапе требовалось изучить физическую сторону явления и установить закономерности исследуемого явления «в чистом виде», в связи с чем и была принята указанная методика проведения эксперимента.

Типичные диаграммы давления второй серии опытов представлены на рис. 11*, результаты обработки осциллограмм давления — на рис. 12.

График на рис. 12 характеризует связь между ударным давлением и погашенной скоростью потока. Расположение значений повышения давления в первой фазе сжатия жидкости вблизи прямой $H=J$ еще раз подтверждает справедливость формулы Н. Е. Жуковского, в то же время это свидетельствует об удовлетворительном качестве проведения экспериментов.

Амплитуды давлений в третьей фазе гидравлического удара в интервале скоростей $0{,}16<v_0<0{,}30$ м/с практически совпадали с амплитудами давлений в первой фазе. В диапазоне скоростей $0{,}3<v_0<0{,}6$ м/с они превышали значение J и в некоторых случаях достигали величины, близкой к $J+H_{ст}$. При последующем увеличении начальной скорости потока более $v_0=0{,}6$ м/с снижалось давление в третьей фазе гидравлического удара и исчезали прибавки к J.

Рассмотрим осциллограммы давления, приведенные на рис. 11. Осциллограмма на рис. 11, *а* описывает хорошо изученный процесс упругих колебаний сплошного столба жидкости, заключенной в трубе, когда давление во всех фазах гидравлического удара положительно (больше атмосферного), а силы гидравлического сопротивления проявляются слабо.

В следующем опыте (рис. 11, *б*) во второй фазе гидравлического удара давление несколько снизилось относительно атмосферного. Однако заметного изменения периода колебаний не произошло, следовательно, можно полагать, что жидкость в фазе разрежения (растяже-

* На рис. 11 и др. приведены не фотографии, а копии осциллограмм, в начертании которых возможны небольшие неточности.

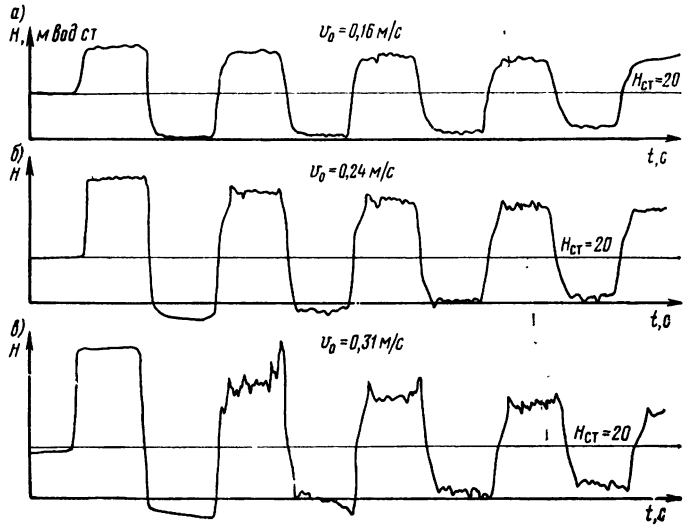


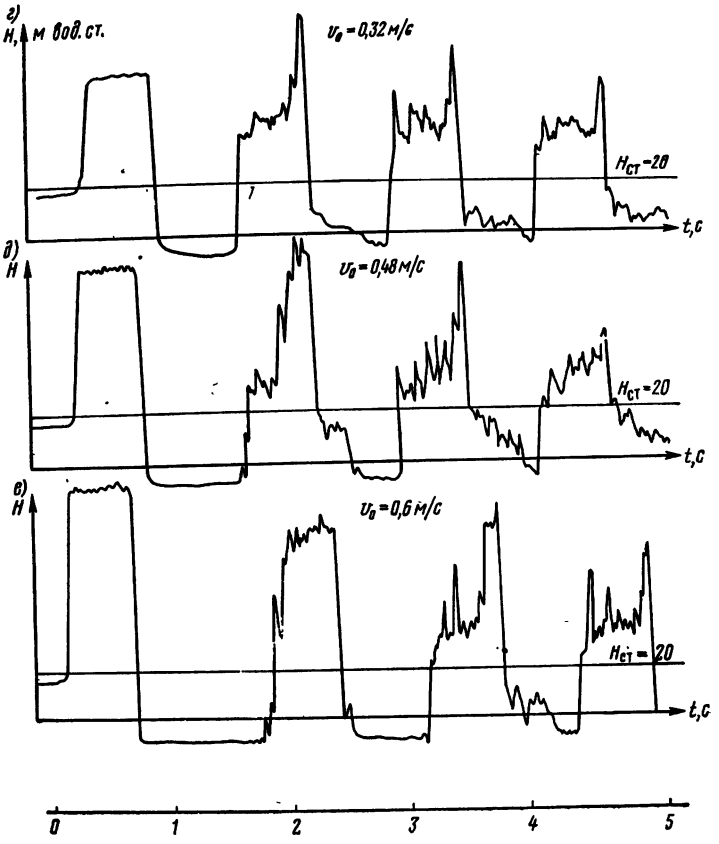
Рис. 11. Осциллограммы давления в зависимости от значения погашенной скорости движения воды (истечение из напорного бака)

ния) ведет себя как упругое тело. Аналогичный вывод сделан на основании результатов опытов первой серии экспериментов для случая перепуска давления при разрежениях $0 \leqslant h_в \leqslant 2$ м вод. ст.

При начальной скорости потока v_0=0,31 м/с (рис 11, *в*) фаза понижения давления несколько растянута, на осциллограмме давления возникает незначительный пик, приходящийся на конец третьей фазы гидравлического удара.

При последующем увеличении скорости до v_0= =0,32 м/с (рис. 11, *г*) указанный пик возрастает над значением давления в первой фазе гидравлического удара.

Одновременно с ростом пиковой прибавки уменьшается высота первого уступа, образовавшегося перед пиком на осциллограмме давления, и увеличивается время второй фазы гидравлического удара (фазы понижения давления). Это свидетельствует о возникновении паровоздушной кавитации потока, снижающей скорость распространения звука, точнее скорость распространения



возмущений конечной амплитуды в фазе разрежения. Однако визуальными наблюдениями за потоком жидкости в стеклянной трубе 7 (см. рис. 8) не обнаружено его структурных изменений — видимой кавитации потока. Каких-либо звуковых эффектов, сопровождающих возникновение пика давления, также не наблюдалось.

В интервале скоростей $0{,}45 < v_0 < 0{,}6$ м/с отмечается снижение пикового давления и при скорости $v_0 = 0{,}6$ м/с значения давлений в первой и третьей фазах снова совпадают (рис. 11, *е*).

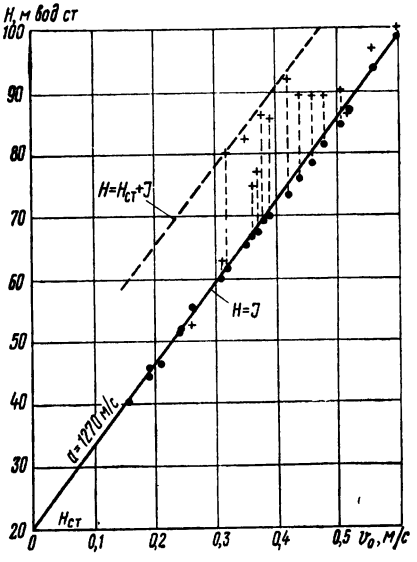


Рис. 12. График максимальных давлений в первой (точки) и третьей (крестики) фазах гидравлического удара

Ввиду важности определения величины максимальной прибавки давления сверх J нами неоднократно повторялся гидравлический удар в диапазоне скоростей $0{,}35<v_0<0{,}45$ м/с, где прибавки давления были наибольшими. Этот интервал скоростей был пройден с шагом $\sim$1 см/с при многократном повторении экспериментов и систематической проверке (тарировке) измерительной аппаратуры.

В результате исследований установлено:

1) максимальное превышение давления над J наблюдается в третьей фазе гидравлического удара и составляет $20\pm0{,}5$ м вод. ст., что равно статическому напору данной опытной установки с отклонением $\pm2{,}5\%$, соответствующим точности, обусловленной аппаратурой и экспериментом;

2) интервал начальных скоростей, при которых наблюдается пиковая прибавка давления, невелик — около 10 см/с (от 35 до 45 см/с); в зависимости от температуры потока жидкости его границы смещаются в сторону меньших или бо́льших значений начальной скорости;

3) повторение экспериментов при скоростях, близких $v_n=v_1+\Delta v$, не гарантирует повторного появления наибольшего повышения давления.

Здесь v_1 — одно из значений v_0 в интервале скоростей $0{,}35<v_0<0{,}45$ м/с, соответствующее опыту, при котором прибавка давления сверх J была максимальной; Δv — малая величина, имеющая порядок нескольких миллиметров в с; v_n — начальная скорость потока в пов-

торном эксперименте; $n=2,3,4\ldots$ Величина пиковой прибавка ΔH при фиксированной скорости v_0 нестабильна, она может принимать всевозможные значения на отрезке $0\leqslant H\leqslant H_{ст}$. Причины отмеченной нестабильности в показаниях давления пока не установлены.

Смещение диапазона скоростей, в котором наблюдается максимальная прибавка сверх J, в зависимости от изменения температуры может быть объяснено следующим образом: пиковая прибавка $\Delta H=H_{ст}$ сверх J возникает при определенном соотношении величин $H_{ст}$ и av_0g^{-1}, что вызывает определенный вид или степень кавитации.

Величина a является функцией концентрации свободного и растворенного в воде воздуха [16, 21], которая, в свою очередь, зависит от температуры потока жидкости. Например, повышение температуры воды вызывает уменьшение параметра a, что приводит к нарушению соотношения $H_{ст}$ и av_0g^{-1} и к изменению степени кавитации. Первоначальное соотношение между $H_{ст}$ и av_0g^{-1} восстанавливается за счет увеличения v_0, чем и объясняется смещение того диапазона скоростей, в котором наблюдается пик давления.

На осциллограмме давления (рис. 11, *д*) отмечается смещение пика давления к началу третьей фазы с одновременным образованием двухплечевого графика. Уменьшение по амплитуде и во времени первого уступа диаграммы с одновременным «наползанием» второго приводит к П-образному графику изменения давления (см. рис. 11, *е*)*.

Одновременно со слиянием уступов в третьей фазе гидравлического удара в конце пятой фазы вновь образуется пик давления. Деформация графика давления этого уступа в пятой фазе гидравлического удара по мере увеличения начальной скорости потока v_0 аналогична рассмотренной выше в третьей фазе. Разница заключается в том, что для данной экспериментальной установки наибольшее давление в пятой фазе гидравлического удара хотя и превышало давление в третьей фазе, однако не достигало превышения давления в первой фазе гидравлического удара, по-видимому, из-за потерь на гидравлическое сопротивление. Исчезновение пика давления в третьей фазе удара и его появление в последую-

* Более подробно деформации осциллограмм давления и «вырождение» прибавочного пика рассмотрены в работах [37, 38].

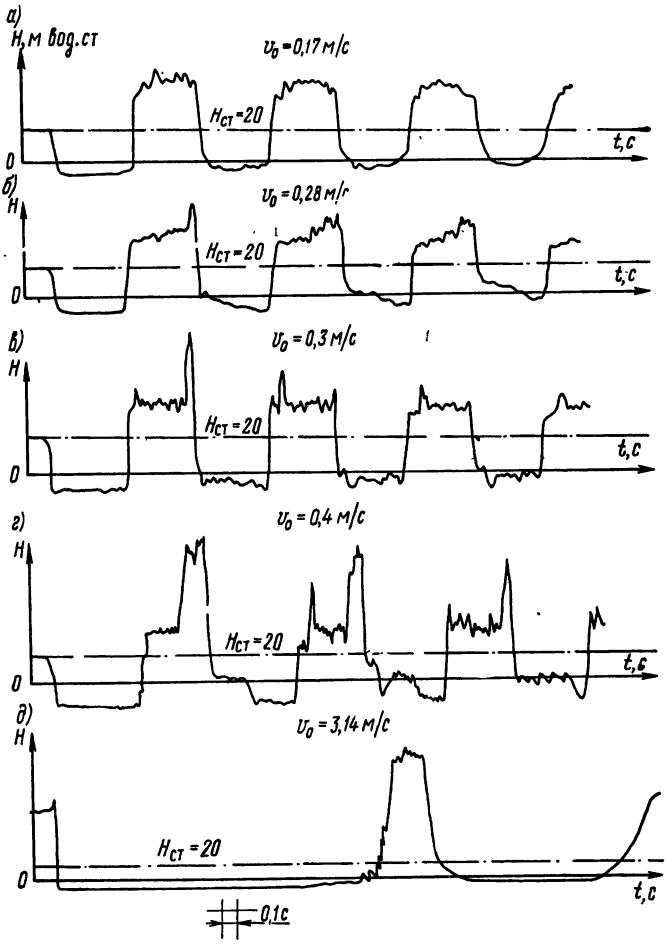


Рис. 13. Осциллограммы давления в зависимости от значения погашенной скорости движения воды (отсечение потока от насоса)

щих фазах еще раз доказывают, что пиковая прибавка давления присуща гидравлическому удару, вызванному гашением вполне определенной скорости для данного водовода, а точнее кавитацией определенной интенсивности.

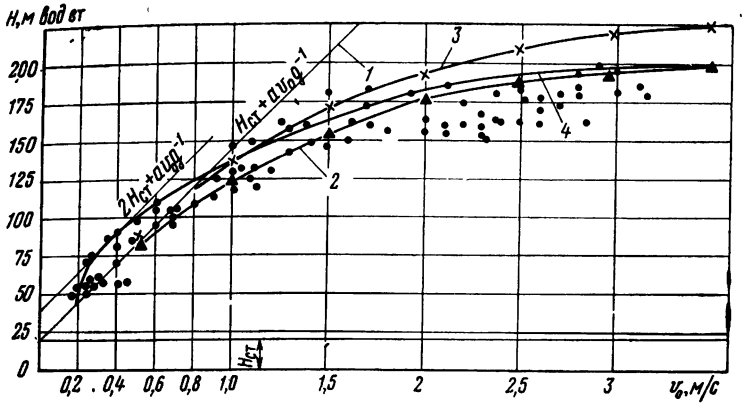


Рис. 14. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов по Н. Е. Жуковскому (*1*), Мостовскому (*2*), Смирнову (*3*) и формуле (89) (*4*)

В отдельных опытах, проводившихся при подключении экспериментального трубопровода к магистрали $d=100$ мм с давлением 50—60 м вод. ст., картина описанного явления повторилась с тем различием, что пиковая прибавка давления наблюдалась при более высоких значениях v_0.

При проведении *третьей серии экспериментов* изучался гидравлический удар, возникающий в результате отсечения потока жидкости от действующего насоса.

Как и в предыдущем случае, заданная скорость потока устанавливалась краном *2*. Гидравлический удар создавался закрытием задвижки *3* или пробкового крана *4*. Колебания скорости и давления измерялись датчиками *14* и *5* с соответствующей вторичной аппаратурой.

Гидравлические удары воспроизводились при начальных скоростях потока $0{,}16 \leqslant v_0 \leqslant 3{,}2$ м/с; при этом нижний предел скорости был выбран так, чтобы $av_0g^{-1} > H_{ст}$; верхний предел — лимитировался $Q-H$ характеристикой насоса.

На рис. 13 и 14 приведены несколько типичных осциллограмм давления этой серии опытов и результаты их обработки. Максимальное повышение давления (точки на рис. 14), приходящееся на вторую фазу процесса,

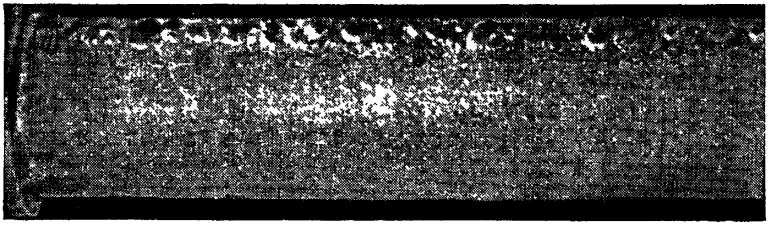
сравнивается с закономерностью Н. Е. Жуковского $H = H_{ст} + av_0g^{-1}$ и с прямой $2H_{ст} + av_0g^{-1}$. На графике нанесены также результаты расчета по формулам (73), (74) и (89).

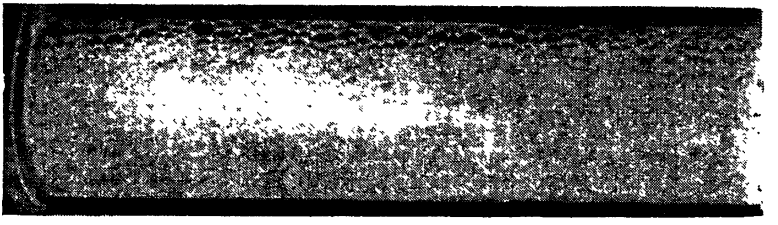
Как видно из осциллограммы давления (см. рис. 13, *а*), при начальной скорости потока $v_0 = 0{,}17$ м/с (нижняя точка на рис. 14 на прямой $H = av_0g^{-1}$), несмотря на наличие незначительного разрежения в первой фазе, никаких видимых последствий не наблюдалось. Жидкость сохранила упругость.

При скоростях потока $v_0 > 0{,}17$ м/с на осциллограмме давления (см. рис. 13, *б*) начинает образовываться пик, приходящийся на конец фазы.

При дальнейшем увеличении начальной скорости в диапазоне $0{,}24 \leqslant v_0 \leqslant 0{,}55$ м/с возникает гидравлический удар с пиковым давлением, превышающим J, по крайней мере, на одно $H_{ст}$. Следует отметить, что очертание некоторых осциллограмм совпадает с полученными в предыдущей серии опытов (см. рис. 11). При увеличении начальной скорости потока v_0 более 0,55 м/с (см. рис. 13, *д*) исчезает пик давления и снижается давление по сравнению с J.

Подобие осциллограмм давления, повторение пиковой прибавки, динамика ее деформации, наконец, равенство максимальных амплитуд, достигающих, но не пре-





вышающих значения $H_{ст}+J$ во второй и третьей сериях экспериментов, свидетельствуют об одном и том же явлении. Поэтому аномалия в отклонениях значений ударного давления в большую сторону от $H=J$ в диапазоне

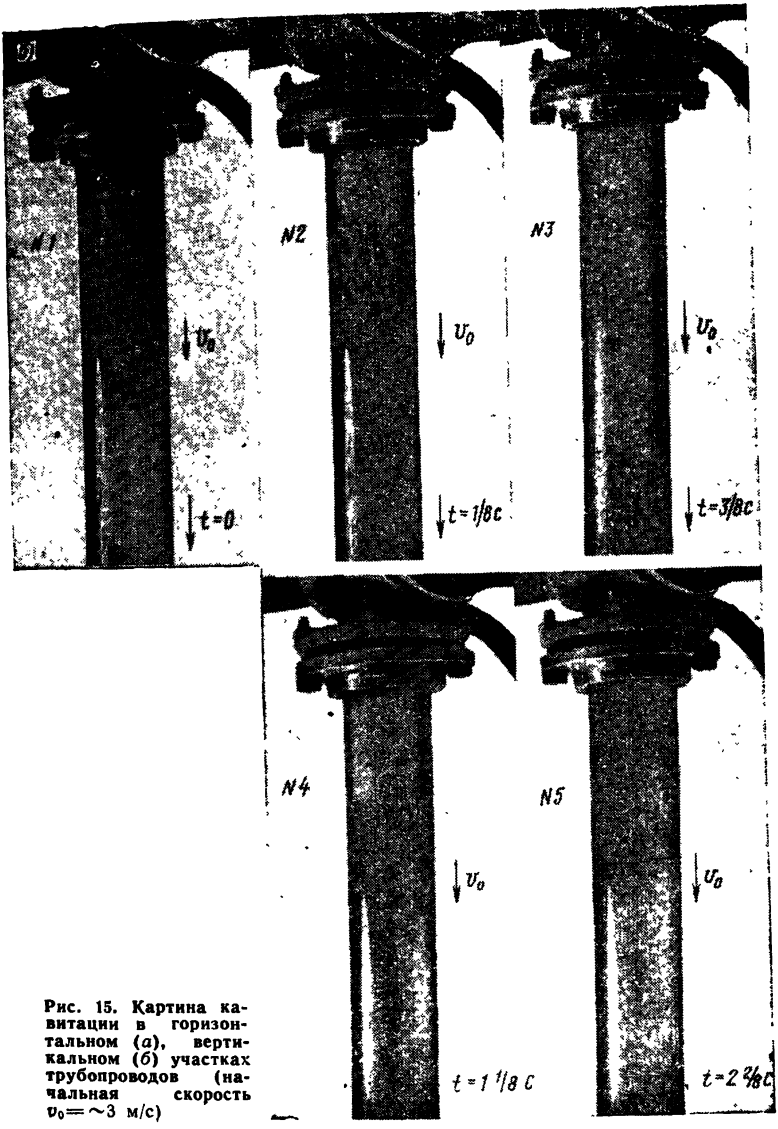


Рис. 15. Картина кавитации в горизонтальном (*а*), вертикальном (*б*) участках трубопроводов (начальная скорость $v_0=\sim 3$ м/с)

скоростей $0{,}16 \leqslant v_0 \leqslant 0{,}7$ м/с третьей серии экспериментов не может рассматриваться как случайное явление за счет неточности измерения приборами.

В интервале скоростей $0{,}7 < v_0 < 1$ м/с отклонения значений ударного давления от их среднеарифметического не превышает 5%. При скоростях $v_0 \geqslant 1$ м/с разброс в показаниях давлений оказался более значительным.

Как показали опыты, проведенные нами на другой экспериментальной установке (см. п. 4 гл. II), накопление дополнительных опытных данных не приводит к расширению полосы поля точек, а лишь увеличивает плотность точечного множества.

Стабильность верхней и нижней границ поля точечного множества указывала на скрытую закономерность изучаемого явления.

Полагая на первом этапе исследований, что все точки поля на отрезке $1 \leqslant v_0 \leqslant 3{,}2$ м/с не случайны, было проведено осреднение значений ударного давления. В результате была построена кривая $H = f(v_0)$, удовлетворительно согласующаяся с теоретическими данными А. Ф. Мостовского [15] в диапазоне скоростей свыше 0,7 м/с. Характер экспериментальной зависимости $H = f(v_0)$ предполагает асимптотическое приближение осредненной кривой к ее наивысшему значению; определение этого значения явилось предметом дальнейших исследований.

Вначале следовало выяснить причину разброса значений ударного давления. Необходимые данные были получены в результате обработки кинопленки, зафиксировавшей картину области кавитации потока жидкости у затвора в стеклянной вставке трубопровода.

Анализ кинокадров ряда экспериментов показал такое многообразие видов кавитации, что оказалось практически невозможным дважды повторить одну и ту же картину явления (рис. 15, *а, б*). Таким образом, различие видов кавитации в экспериментах при фиксированной начальной скорости потока v_0 определяет нестабильность значений скорости распространения звука, что, по мнению авторов, является одной из причин разброса значений ударного давления.

Последующий анализ кинолент позволил установить ограниченность скорости движения потока жидкости в обратном направлении (от резервуара к насосу) после того, как прошла волна от насоса к резервуару.

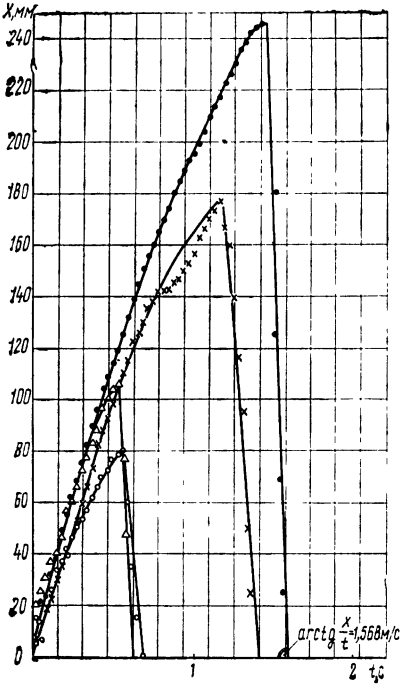


Рис. 16. Траектории кавитационных пузырьков в области разрежения по данным киносъемки при различных начальных скоростях движения потока

В кавитационной области потока (в стеклянной трубе *7* на рис. 8), полученной с помощью киносъемки, фиксировался один из паровоздушных пузырьков; его смещение x отмечалось точками на графике $x=f(t)$. В результате были построены траектории движения пузырьков кавитации (рис. 16).

Левая криволинейная часть графика характеризует плавное замедленное движение кавитирующего потока жидкости от закрытого конца трубы, о чем свидетельствует гладкость траектории кавитационного пузырька, т. е. если где-либо в трубопроводе и существуют скачки возмущения скорости и давления, то в наблюдаемую область потока они не проникают. Киносъемка производилась при начальных скоростях потока $1{,}2<v_0$ 3,2 м/с, при которых наблюдалась ярко выраженная кавитация с образованием крупных паровоздушных пузырей.

Следует отметить, что начало отсчета времени на графике (см. рис. 16) не совпадает с моментом закрытия крана *4*. Дело в том, что пузырьки кавитации образуются с достаточно большой скоростью (на киноленте 32 кадра в 1 с — практически мгновенно); в потоке в этот момент присутствуют пузырьки диаметром от долей миллиметра до нескольких сантиметров. С течением времени отдельные пузырьки всплывают, формируются в группы и сливаются между собой в верхней части

трубы. За сформировавшимся таким образом пузырьком велось наблюдение и измерялось его смещение.

Правая прямолинейная часть графика свидетельствует о том, что в обратном направлении сразу возникает равномерное движение жидкости. Последняя (нижняя) точка графика соответствует началу деформации пузырька и последующему заполнению его водой. Скорость потока при этом определяется тангенсом угла наклона прямой $x=f(t)$.

На основании анализа траекторий кавитационных пузырьков и взвешенных частиц (взвешенные частицы всегда присутствуют в воде, долгое время используемой в обороте, и двигаются вместе с пузырьками) установлена максимальная скорость потока, набегающего на затвор. Эта обратная скорость в данных экспериментах оказалась равной $v_{\text{обр.макс}}=1{,}568$ м/с при начальной скорости (в прямом направлении) $2<v_0<3{,}2$ м/с.

Отмеченная закономерность перемещения кавитационных пузырьков полностью совпадает с результатами наблюдений Д. Н. Смирнова за движением границы раздела вода — паровоздушная полость, проведенных в 1954 г. [14]. Несколько кадров киносъемки кавитационной области показаны на рис. 15,*б*; по сравнению с рис. 15,*а* вид кавитационной области на этих кадрах существенно отличается тем, что на них зафиксирован отрыв столба воды по всему сечению трубы, который никогда не удается достичь в горизонтальной трубе. Это объясняется тем, что головная часть трубопровода — участок стеклянной трубы длиной 3 м отходил от насоса вертикально вниз и только после этого присоединялся к горизонтальному трубопроводу длиной около 570 м. В этих условиях вода в кавитационной области под действием сил тяжести стекала вниз, а кавитационные пузырьки сливались в одну большую полость.

На основании результатов исследований движения кавитационных пузырьков оказалось возможным сделать следующий вывод: скорость потока в обратном направлении, которую несет отраженная от резервуара волна, возрастает в зависимости от увеличения начальной скорости в прямом направлении до определенного предела: при превышении этого предела дальнейшего увеличения скорости в обратном направлении не наблюдается.

Этот вывод подтверждается данными непосредственных измерений скорости в обратном направлении, про-

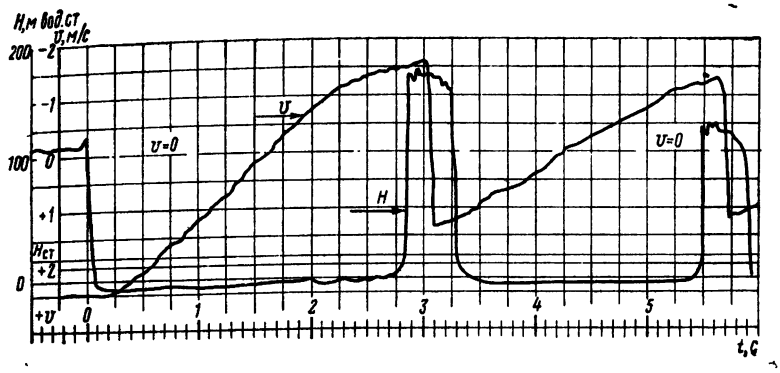


Рис. 17. Синхронная запись давления и скорости движения воды при гидравлическом ударе, сопровождающемся кавитацией потока воды (отсечение потока от насоса)

веденных на экспериментальной установке ВНИИ ВОДГЕО. Измерения проводились индукционным расходомером, датчик которого был установлен на трубопроводе вблизи бака *16*. Осциллограмма скорости в этом сечении трубы и давления в сечении, где установлен датчик *5*, показана на рис. 17.

Максимальная скорость в обратном направлении, по данным этих измерений, составила $v_{\text{обр.макс}}=1{,}56$ м/с ($\pm 5\%$).

Аналитическое решение изучаемого вопроса (см. п. 6, гл. II) приводит, как и следовало ожидать, к формуле стационарного движения потока вязкой жидкости:

$$v_{\text{обр.макс}}=\sqrt{\frac{2g\,(H_{\text{ст}}+h_{\text{в}})}{\zeta+1}}, \qquad (66)$$

где $h_{\text{в}}$ — вакуум у закрытого конца трубы, м вод. ст.; ζ — коэффициент гидравлического сопротивления, равный для данного трубопровода 218.

В наших экспериментах $H_{\text{ст}}=20$ м вод. ст., $h_{\text{в}}=7$ м вод. ст., поэтому, согласно выражению (66), теоретическое значение максимальной обратной скорости будет равно:

$$v_{\text{обр.макс}}=\sqrt{\frac{2.9{,}81\,(20+7)}{218+1}}=1{,}56 \text{ м/с},$$

что совпадает с результатами непосредственных измерений.

В расчетах по формуле (66) $h_в=7$ м вод. ст. была принята из следующих соображений. При создании разрежения в первой серии экспериментов в выделенном участке трубы между кранами *4* и *11* было замечено, что вакуум $h_в=7$ м вод. ст. сохраняется продолжительное время (до 1 мин) после прекращения работы вакуум-насоса. В то же время разрежение $7<h_в<9$ м вод. ст. заметно уменьшалось, о чем свидетельствовало показание вакуумметра; разрежение выше 9 м вод. ст. получить не удавалось. Это значение вакуума сохранялось лишь при непрерывной работе вакуум-насоса. Поэтому $h_в=7$ м вод. ст. было принято за расчетное значение.

Определив различными способами максимальную обратную скорость, продолжим анализ графика на рис. 14.

Верхняя граница точечного множества в интервале начальных скоростей потока $1{,}5<v_0<2{,}8$ м/с близка к прямой $H=200$, параллельной оси абсцисс.

Наблюдаемая стабильность значений ударного давления предопределена неизменностью значений обратной скорости потока жидкости при соответствующем постоянстве скорости распространения звука.

Определим наибольшее и наименьшее значения a в диапазоне скоростей $1{,}5<v_0<2{,}8$ м/с, пользуясь данными рис. 14. Согласно выражению (64) имеем:

$$a=g\,v_0^{-1}\,(H-H_{ст}). \qquad (67)$$

Для верхней границы $H=200$ наибольшее значение $a_{макс}=9{,}81\cdot 1{,}56^{-1}\,(200-20)\approx 1100$ м/с, для нижней границы $H=150$ наименьшее значение $a_{мин}=9{,}81\cdot 1{,}56^{-1}\,(150-20)\approx 900$ м/с.

Таким образом, при гидравлическом ударе, сопровождающемся кавитацией потока, значение a в первой фазе сжатия на 16% меньше своего среднего значения ($a=1250$ м/с), достигаемого при упругих колебаниях столба жидкости.

Уменьшение величины a на 16% соответствует данным верхней границы точечного множества; для нижней границы она достигает 28%.

Непосредственное определение значения a по осциллограммам давления представляет значительные трудности.

Так, например, определение a при гидравлическом ударе сплошного потока жидкости[1] основано на измерении среднего периода колебаний давления; осью симметрии при этом является линия статического напора. График давления гидравлического удара кавитирующего потока жидкости представляет собой апериодические колебания несимметричной формы.

Согласно осциллограммам давления, значение a изменяется не только по длине трубопровода, но и во времени — от фазы к фазе. Рассматриваемый вопрос представляет сложное явление, которое требует самостоятельного изучения. Результаты, полученные при исследовании некоторых вопросов гидравлики и гидроакустики [22]—[26], позволяют надеяться на его разрешение.

Установленный в третьей серии экспериментов нижний предел $a=900$ м/с не является минимальным значением a при гидравлическом ударе,, сопровождающемся кавитацией потока жидкости в данных условиях. В экспериментах Д. Н. Смирнова, А. Г. Джваршейшвили и др. были зарегистрированы значения: $a=700$ м/с и даже $a\approx 600$ м/с, однако и они не являются наименьшими.

Как уже указывалось, кавитация потока приводит к образованию суспензии газовых пузырьков в жидкости; при этом почти вся масса среды представлена в виде жидкой компоненты, а сжимаемость суспензии почти полностью определяется газовой компонентой. По мнению Бэтчелора [21], «... из-за сочетания высокой сжимаемости газа и большой инерции жидкости имеем поразительно низкую скорость звука, которая может быть значительно меньше скорости распространения звука в чистом газе. Например, если объемная концентрация газа в воде при атмосферном давлении равна 0,01, то в пренебрежении поверхностным натяжением имеем $C=100$ м/с».

Исследовав гидравлический удар, сопровождающийся кавитацией потока в фазах понижения давления, определив величину и условия отклонения ударного давления от закона Н. Е. Жуковского, вернемся снова к диаграмме давления (см. рис. 7), взятой из работы Н. Е. Жуковского [9].

---

[1] Понятие сплошности потока условно, так как в воде всегда присутствует свободный и растворенный воздух; последний может выделяться и увеличивать объем свободного воздуха в фазах разрежения.

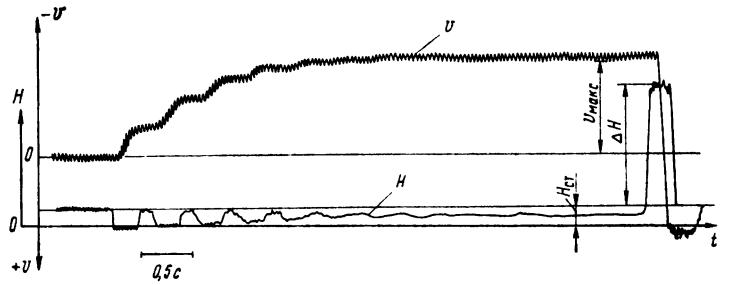


Рис. 18. Осциллограмма давления и скорости движения воды при ее разгоне в напорном трубопроводе

Эту диаграмму современные исследователи нередко приводят для доказательства возможности появления сверхвысокого (выше величины J) давления при гидравлическом ударе, протекающем с разрывом сплошности потока. Результаты наших исследований убедительно показывают, что прибавки давления сверх J (см. рис. 7) имеют иную природу.

Во-первых, при начальной скорости движения воды в трубе 3,8 фут/с (1,15 м/с) и статическом давлении 15 м вод. ст. кавитация потока в фазе понижения давления должна быть настолько развитой, что появление прибавочного давления сверх J исключено. О сильно развитой кавитации свидетельствует продолжительность фазы пониженного давления, которая, как видно из рис. 7, в несколько раз превышает продолжительность фазы повышения давления.

Во-вторых, пиковая прибавка давления на диаграмме рис. 7 приходится на начало фазы повышения давления. Во всех же наших опытах гидравлический удар в кавитирующем потоке если и давал прибавку давления сверх J, то она всегда приходилась на конец фазы положительного давления. Справедливость этого подтверждается и теоретическими рассуждениями, приведенными в п. 6 главы II.

Таким образом, нет оснований объяснять следствием кавитации пиковые прибавки, имеющиеся на диаграмме рис. 7. Очевидно, они образуются за счет отражений, как

в тупиках, в соединительных линиях приборов Кроссби. Такое объяснение этому явлению дает и сам Н. Е. Жуковский в начале обсуждения этой серии своих опытов.

В заключение описания наших опытов, проводившихся на экспериментальной установке ВНИИ ВОДГЕО, на рис. 18 приведена картина колебаний давления и скорости при разгоне жидкости в трубопроводе, ранее находившейся в состоянии покоя. Режим движения воды в трубопроводе создавался быстрым открытием крана *4*. Вода из верхнего бака *16* устремлялась в бак *18*. Давление измерялось с помощью датчика *12*, скорость — индукционным датчиком *14*.

Как видно из осциллограмм на рис. 18, новые значения давления и скорости формируются по-разному: первый параметр изменяется колебательно, второй — ступенчато.

До сих пор в гидравлике не было дано фактической картины изменения параметров напорного потока в переходном режиме течения при его разгоне в трубопроводе большой длины, заснятой малоинерционными приборами. Полученная нами картина колебаний скорости и давления может быть и самостоятельное значение при исследованиях, например, переходных режимов в импульсных трубках приборов, аппаратов и машин. Пик давления (см. рис. 18, слева) образован в результате внезапного перекрытия краном потока, разогнанного до скорости $v_{макс}$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ДРУГИХ ОПЫТНЫХ УСТАНОВКАХ

Нами проводились экспериментальные исследования на опытной гидравлической установке ХИСИ, расположенной на территории Кочетокской водопроводной станции, снабжающей водой Харьков. Интерес представлял профиль трассы трубопровода, имеющий переломную точку в головной части.

Трубопровод общей длиной 455 м из стальных труб, внутренним диаметром 82 мм, с утолщенными стенками; бóльшая часть стыковых соединений — сварные, остальные — фланцевые. Трубопровод уложен на опорах по поверхности земли (рис. 19, *а*).

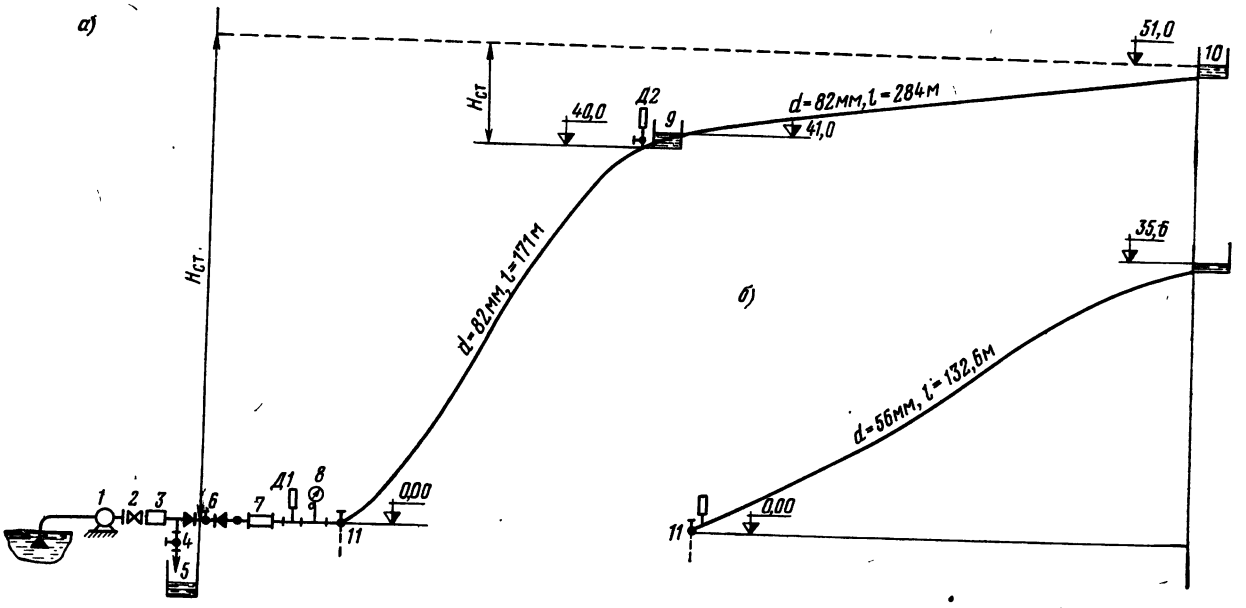


Рис. 19. Профиль экспериментального трубопровода из стальных труб (*а*) и из стеклянных труб (*б*)

К нижней части напорного трубопровода присоединен центробежный насос *1* марки МС-30, который забирал воду из реки Сев. Донец по всасывающей линии $d=400$ мм, длиной 50 м; конец всасывающего трубопровода оборудован обратным клапаном, заглубленным на 1 м под уровень реки. Всасывающая линия насоса заливалась из водопроводной линии.

В начале напорной части трубопровода у насоса расположены дисковая задвижка *2* для регулирования расхода воды, скоростной водомер *3*, пробковый кран *6* диаметром 2″ для быстрого перекрытия сечения трубы, установленный на конических переходах 3″/2″. Кран имел накидной гаечный ключ с удлиненной ручкой для облегчения его закрытия. Между водомером *3* и пробковым краном *6* расположен сбросной патрубок *4* диаметром 2″ с вентилем на конце для выпуска воды в атмосферу; к свободному концу вентиля подсоединяли гибкий шланг, с помощью которого вода направлялась в мерную емкость *5*.

По длине водовода на равных расстояниях друг от друга расположено несколько патрубков для присоединения датчиков давления и установки манометров.

Нижний (наклонный) участок трубопровода длиной 171 м проложен с достаточно крутым подъемом до отметки 40,0 м; остальная его часть длиной 284 м имеет более пологий уклон. Верхний конец трубопровода подсоединен к баку емкостью 1,2 м^3, расположенному на отметке 50,0 м.

В переломной точке трассы водовода (на отметке 40,0) при некоторых экспериментах производилось рассоединение труб. В этом случае рабочая часть трубопровода составляла 171 м; свободный конец трубы присоединяли ко второму баку *9* емкостью около 1 м^3, установленному на отметке 40,0 м.

Для наблюдения за кавитацией потока, возникающей при неустановившемся режиме его течения, в начальной части напорного трубопровода была вмонтирована вставка из оргстекла *7*.

Для более полного изучения явления кавитации потока по длине трубопровода трестом Союзстекломонтаж по договору с ВНИИ ВОДГЕО был смонтирован еще один водовод из стеклянных труб общей длиной 132, 6 м. Этот водовод с помощью трехходового пробкового крана подсоединяли к стальному трубопроводу экспери́мен-

тальной установки ХИСИ в точке *11*. Профиль стеклянного водовода показан на рис. 19,*б*.

Стеклянный водовод был собран из труб, изготовляемых Гомельским заводом по ГОСТ 8894—58 с диаметром прохода 56 мм, длиной каждого звена ~3 м. Трубы соединяли болтами при помощи алюминиевых полумуфт — фланцев, уплотняя их натяжными резиновыми кольцами (по два кольца на каждом конце трубы). Между торцами труб прокладывали резиновые прокладки Т-образного поперечного сечения. Конец трубопровода был подсоединен к резервуару объемом 1 м^3.

На указанных опытных трубопроводах проводились дальнейшие исследования неустановившегося режима течения, сопровождаемого кавитацией потока жидкости.

Исследования в наклонном стальном трубопроводе

Наклонный трубопровод, как уже отмечалось, представлял собой головной участок экспериментального водовода ХИСИ. Часть опытов проводилась при свободном истечении жидкости в атмосферу, а часть — при подсоединении свободного конца трубы к баку *9*.

Целью экспериментов являлось установление величины максимального ударного давления в трубопроводе при отсечении потока жидкости от насоса.

Теоретически при малейшем мгновенном уменьшении расхода в нижней точке трубопровода возникает кавитация потока жидкости в его верхней части следствие падения гидростатического давления вдоль линии. В данной работе рассматриваются связь между изменением расхода и формой кавитации потока, а также влияние ее на амплитуду гидравлического удара.

Эксперименты проводились по следующей методике: с помощью мерной емкости *9* и образцового манометра *8* (см. рис. 19) была снята гидравлическая характеристика трубопровода и построен график зависимости $v = f(H_{тр})$. По этому графику нужную скорость потока жидкости можно быстро установить с помощью образцового манометра. Одновременно проводилась тарировка скоростного водомера.

После пуска насосного агрегата и работы его в течение 3—4 мин (с целью удаления воздуха из линии) с помощью задвижки *2* и образцового манометра *8* устанавливали требуемые расход воды и скорость течения.

Гидравлический удар создавался путем быстрого закрытия пробкового крана *6*. Продолжительность закрытия, измеренная по осциллограммам, составляла $\sim 0{,}05$ с.

Давление фиксировалось с помощью тензометрического датчика Д1, установленного вблизи крана *6*, и индукционного датчика Д-2, установленного на отметке 38,5.

Вторичным прибором у тензометрического датчика давления являлся усилитель ТА-5. К индукционному датчику давления подавался переменный ток с частотой около 1000 гц от звукового генератора ЗГ-10. Выпрямитель собран по двухполупериодной мостовой схеме с Т-образным $L\,C$-фильтром.

Сигналы от датчиков давления подавались через указанную аппаратуру на гальванометры светолучевого осциллографа Н-700. Кроме нулей давления и масштабов (статический напор) на ленту поступали световые импульсы отметчика времени с интервалом 0,1 с.

Время фазы гидравлического удара (волны сжатия) в среднем составляло $t_ф = 0{,}27$ с, таким образом, скорость распространения ударных волн равнялась:

$$a = 2\,l\,t_ф^{-1} = 2 \cdot 171 \cdot 0{,}27^{-1} = 1266 \text{ м/с}.$$

На рис. 20 показан график зависимости теоретического максимального давления при гидравлическом ударе $H = J$, при $a = 1266$ м/с от начальной скорости потока $0{,}14 < v_0 < 2{,}26$ м/с.

Кроме того, приведены данные измерений максимального повышения давления во второй (точки) и четвертой (крестики) фазах гидравлического удара. Как видно из графика, при скоростях $v_0 < 1{,}5$ м/с наблюдалось превышение ударного давления под величиной J. Максимального значения ~ 30 м вод. ст. это превышение достигло при скорости $v_0 = 0{,}85$ м/с, что не может быть обусловлено случайным разбросом показаний измерительной аппаратуры.

Таким образом, при исследованиях в наклонном водоводе мы опять столкнулись с превышением ударного давления над расчетным значением по формуле Н. Е. Жуковского; это превышение оказалось близким к величине статического давления.

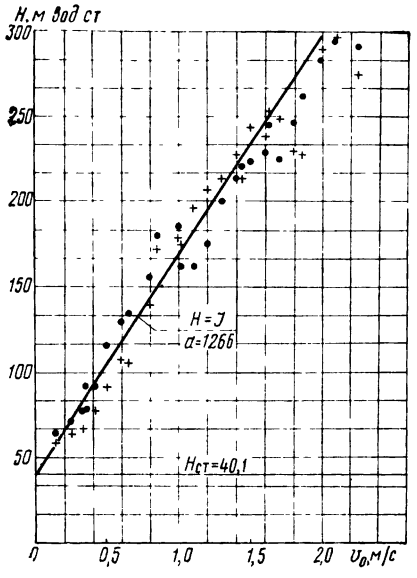


Рис. 20. График максимального ударного давления в сравнении с расчетным по Н. Е. Жуковскому

Особенностью явления, изучаемого в наклонном трубопроводе, является то, что превышение давления над J начинается при скоростях потока $v_0 < gH_{ст}a^{-1}$, а не при $v_0 > gH_{ст}a^{-1}$, как в горизонтальном водоводе.

Величину гидравлического удара в данном случае, видимо, можно определить соотношением:

$$H = H' + J, \tag{68}$$

где H' принимает всевозможные значения — от нуля до некоторой максимальной величины в зависимости от начальной скорости потока $v_0 > 0$ и статического напора.

С целью определения максимального значения H' были проведены более детальные исследования.

На рис. 20 для обозначения наибольшего значения повышения давления при гидравлическом ударе, начинающемся с фазы разрежения, были введены два условных знака: точка — величина удара во второй фазе, крестик — величина удара в четвертой фазе. Это обусловлено тем, что в некоторых случаях повышение давления в четвертой фазе гидравлического удара превышало его значение во второй фазе. Рассмотрим осциллограммы давления, полученные в этой серии опытов (рис. 21).

Как видно из осциллограммы на рис. 21,*а* ($v_0 = 0{,}6$ м/с), нижний датчик давления Д1 зафиксировал падение напора в первой фазе гидравлического удара не ниже атмосферного давления. При этом время фазы понижения давления почти в 2 раза было больше фазы волны сжатия, что свидетельствует о наличии кавитации

потока жидкости в точке, расположенной выше точки Д1.

Показания второго (верхнего) датчика давления подтверждают сделанный вывод: снижение давления ниже атмосферного, а следовательно, и кавитация потока произошли в верхней части трубопровода.

Результаты экспериментов, проведенных при скоростях потока $gH_{ст}a^{-1} > v_0 \geqslant 0{,}14$ м/с, согласуются с теоретическими данными расчета гидравлического удара в наклонном трубопроводе: кавитация потока в такой линии должна возникать при малейших уменьшениях расхода жидкости и образовываться в верхней части трубопровода, если она не уничтожается отраженной от резервуара волной, что неизбежно при немгновенном закрытии затвора. В наших опытах перекрытие потока было весьма быстрым, что сохраняло условия для образования ударного давления, превышающего J.

Гидравлический удар при последующем увеличении начальной скорости потока характеризовался тем, что протяженность области кавитации в фазах понижения давления все увеличивалась, захватывая и самые низкие точки трубопровода в его головной части. Из осциллограммы на рис. 21,*б* ($v_0 = 0{,}8$ м/с) ясно видно, что давление в первой фазе было ниже атмосферного, следовательно, кавитация распространилась по всей длине водовода. Отрыв колонны жидкости от затвора при данной скорости не происходит, что было видно через прозрачную стенку патрубка 7.

Высокочастотные колебания, появившиеся на диаграмме давления в первой фазе сжатия, свидетельствовали о дроблении столба жидкости по длине потока. При схлопывании кавитационных пустот и соударении отдельных частей распавшейся колонны жидкости образовывались указанные всплески давления, на что в свое время обратил внимание Н. Е. Жуковский, проводивший исследования в горизонтальном трубопроводе.

Максимум давления до $v_0 = 1{,}06$ м/с приходится на первую фазу сжатия; уменьшение амплитуды колебаний в последующих фазах обусловлено затуханием процесса.

При $v_0 = 1{,}06$ м/с (рис. 21,*в*) график давления в первой фазе сжатия начинает принимать столбообразную форму; наложение высокочастотных всплесков на основную резонансную частоту с полупериодом (фаза сжатия) $0{,}5T = 2l/a$ свидетельствует о существовании кавитации

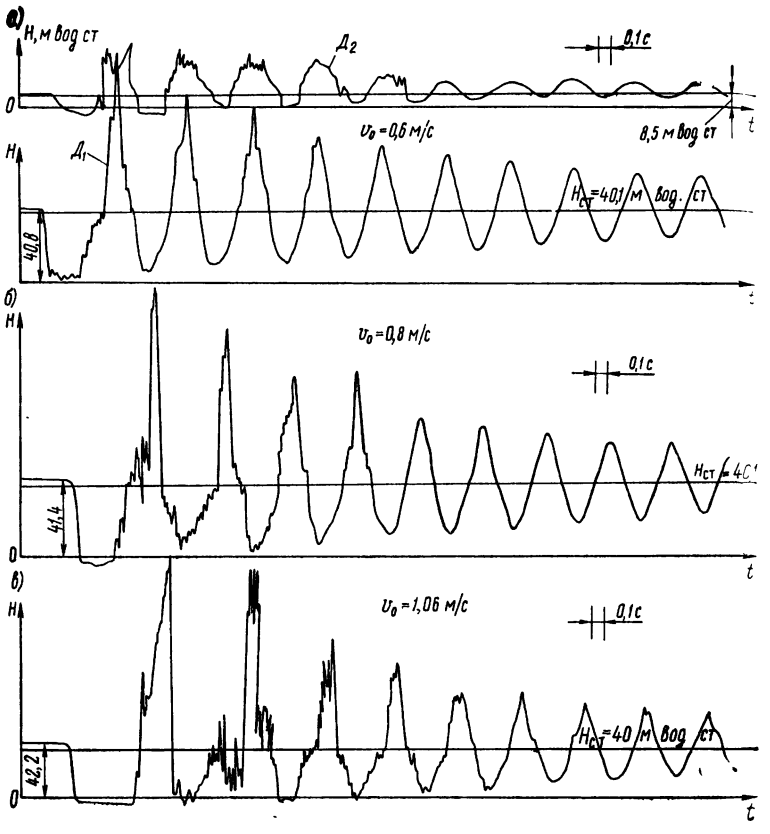
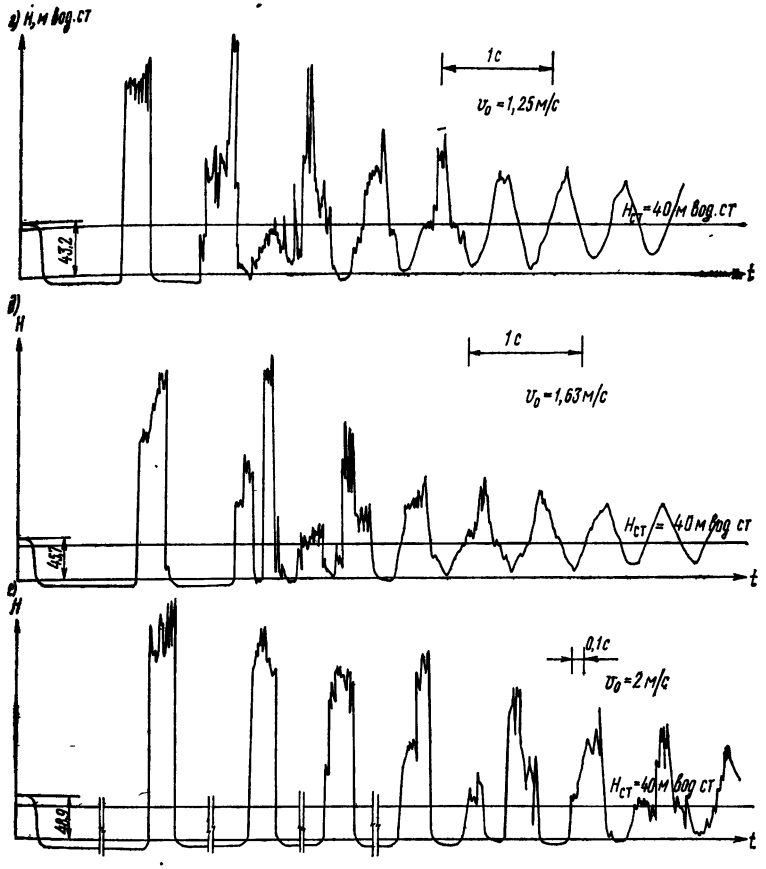


Рис. 21. Осциллограммы давления в наклонном трубопроводе из стальных труб

потока по всей длине трубопровода, но так как глубокие провалы отсутствуют, следовательно, столб воды на отдельные части еще не распадается.

Под кавитацией жидкости мы подразумеваем оба ее состояния: паровоздушную кавитацию («кипящую» воду) и распад колонны жидкости, характеризуемый послойным делением ее на компактные паровоздушные полости и участки сплошного (но кавитирующего) потока.

Во второй фазе сжатия (четвертой фазе гидравличе-



ского удара при $v_0 = 1{,}06$ м/с) наблюдается распад колонны жидкости, о чем свидетельствуют многочисленные провалы диаграммы давления, а также отсутствие ярко выраженной основной резонансной частоты колебания. Амплитуды давления отдельных всплесков стремятся к величине повышения давления в первой фазе сжатия. Следовательно, при увеличении начальной скорости потока не увеличивается число мест распада колонны жидкости, а наоборот, они сосредоточиваются в одном месте,

образуется сплошная колонна, оторвавшаяся в нижнем сечении*.

Распад колонны жидкости на части в данном водоводе происходит при определенных, сравнительно небольших ($v_0<1$ м/с) скоростях потока, что видно из диаграммы давления на рис. 21,*г* ($v_0=1{,}25$ м/с). Соударение отдельных частей водяного столба здесь приходится уже на пятую и шестую фазы гидравлического удара, т. е. когда скорость в значительной мере снизилась. П-образность графика давления в первой фазе уплотнения обусловлена формированием ударной волны скорости и давления в сплошном потоке. Из диаграммы видно, что время гашения скорости потока при закрытии пробкового крана составило 0,05 с, а время повышения давления до его первоначального значения (до рабочего давления насоса) — около 0,01 с. Кроме того, время первой фазы сжатия составляло 0,24 с, что меньше среднего времени фазы колебаний, равного 0,27 с.

Вторая фаза сжатия характеризуется всплеском давления, приходящимся на ее конец; величина этого всплеска превышает значение давления в первой фазе уплотнения.

Геометрическое подобие осциллограмм давления данной серии экспериментов и диаграмм давления второй серии опытов (см. п. 3, гл. II) свидетельствует об идентичности изучаемых явлений.

При интерференции волн скорости и давления, при последующем увеличении v_0 образуется глубокий провал между первым и вторым уступом диаграммы давления во второй фазе сжатия (см. рис. 21,*д*, $v_0=1{,}63$ м/с). Снижение давления ниже атмосферного, а также П-образность графиков вновь образованных колебаний свидетельствуют о разделении колонны жидкости на две самостоятельные части приблизительно равной длины.

Однако при дальнейшем увеличении начальной скорости потока сплошность столба воды восстанавливается. Гидравлический удар происходит с многократным упругим отскоком кавитирующей колонны жидкости от закрытого конца трубы и сопровождается интенсивными звуковыми хлопками и вибрацией водовода. Отрыв пото-

---

* В данном случае прослеживается полная аналогия с движущимся по уклону (по инерции) поездом с расцепленными вагонами.

ка от затвора наблюдался также в прозрачном патрубке экспериментального трубопровода.

Распад водяной колонны теперь происходит в девятой — десятой фазах гидравлического удара, что еще раз подтверждает связь между указанным явлением и некоторым узким интервалом начальных скоростей v_0, при которых явление возникает.

Особый интерес представляет диаграмма на рис. 21,*е* (v_0=2 м/с); она содержит информацию о всех рассмотренных характерных особенностях гидравлического удара жидкости в наклонном трубопроводе: первые четыре фазы сжатия — упругий отскок кавитирующего столба жидкости от закрытого конца трубы; в последней из них за счет интерференции волн скорости и давления в конце восьмой фазы гидравлического удара возникает уже известный нам пик давления, амплитуда которого превышает значение повышения давления в предыдущей фазе уплотнения.

Девятая — десятая фазы характеризуются распадом столба жидкости на две самостоятельные колонны. В тринадцатой-четырнадцатой фазах гидравлического удара происходит распад — расслоение потока жидкости компактными областями паровоздушной кавитации. Далее наблюдаются ритмические колебания основной резонансной частоты с полупериодом $2l/a$=0,27 с.

Описанная серия экспериментов была проведена при подсоединении верхнего конца трубопровода к баку емкостью около 1 м^3. Опыты со свободным изливом жидкости из водовода в атмосферу (напорный бак отключен) общей картины наблюдаемых явлений не изменили. Недостатком экспериментов явилось уменьшение статического напора в период переходного процесса вследствие выплескивания воды из трубопровода в моменты пробегания волны повышенного давления.

Исследования в наклонном стеклянном трубопроводе

После прокладки стеклянного водовода было проведено его гидробарометрическое нивелирование, на основании которого построен продольный профиль водовода (см. рис. 19,*б*). Затем была определена гидравлическая характеристика стеклянного трубопровода — зависимость потерь напора от расхода, с помощью которой в последующих экспериментах можно было легко устанав-

ливать требуемый расход жидкости по показанию образцового манометра, не применяя расходомер. Анализ полученной зависимости $H_{тр}=f(Q)$ показал, что коэффициент гидравлического сопротивления смонтированного стеклянного трубопровода, как и следовало ожидать, изменяется в соответствии с закономерностями для гладких труб.

В стеклянном водоводе были проведены две серии опытов по воспроизведению гидравлических ударов: путем отсечения потока от насоса и путем перекрытия крана на выходном сечении трубопровода (торможение столба жидкости, набегающего из бака на затвор).

Первая серия экспериментов проводилась с целью выяснения механической прочности стеклянных труб и стыковых соединений на динамическую нагрузку. При этом вследствие незначительного гидравлического сопротивления трубопровода с помощью насоса МС-30 удалось развить скорости до 4 м/с, что могло бы вызвать гидравлический удар напором 400 м вод. ст. При таком давлении трубы «взрывались», разлетаясь по образующим узкими длинными полосками. Стыковые соединения выдерживали кратковременную нагрузку 400 м вод. ст. Ударное давление до 300 м вод. ст. за 20—25 циклов не вызывало разрушения стеклянных труб; однако в результате вибрации водовода и раскачивания опор возникали утечки и происходила расстыковка торцевых соединений труб.

Вторая серия экспериментов проводилась с целью определения максимального превышения давления сверх J в наклонном трубопроводе малого гидравлического сопротивления, а также с целью изучения кавитации потока жидкости по длине водовода путем наблюдений и с помощью киносъемки.

Опыты проводились в следующем порядке. Вначале заливали водой стеклянный трубопровод и напорный бак *8* от действующего насосного агрегата; при этом трехходовой пробковый кран *11* находился в положении, не допускающем проход воды в стальной трубопровод $d=82$ мм. Затем задвижку закрывали. После успокоения столба жидкости фиксировали статический напор и открывали кран *11*, которым регулировался сброс воды.

Необходимый расход жидкости устанавливали по показаниям образцового манометра, одновременно уточняя его измерением объемным способом. Гидравлический

удар создавался путем быстрого закрытия пробкового крана *12*. Время закрытия крана не превышало 0,05 с, что при скорости $a=1050—1090$ м/с обеспечивало прямой гидравлический удар. Запись давления осуществлялась тензометрическим датчиком *5*, усилителем ТА-5 и светолучевым осциллографом Н-700.

Уровень воды в баке при создании требуемой скорости потока срабатывался настолько незначительно, что существенного изменения статического напора не наблюдалось.

После проведения одного эксперимента вновь заполнялся бак *8*, при этом насос работал 2—3 мин для продувки линии; излишек воды переливался через край боковой стенки бака.

Здесь не приводятся все диаграммы давления этой серии экспериментов, так как картина явления, наблюдаемая в данном случае, целиком совпадала с полученной ранее в стальном наклонном водоводе $d=82$ м. На рис. 22 приведены лишь типичные осциллограммы гидравлического удара из этой серии опытов.

Как уже указывалось, удобнее анализировать диаграммы давления, начинающиеся с фазы сжатия: амплитуда давления в первой фазе гидравлического удара должна соответствовать закону Н. Е. Жуковского. Она служит, во-первых, критерием правильности проведения опытов, а во-вторых — эталоном, по которому легко сравнивать последующие колебания давления.

Так, на диаграмме давления на рис. 22, *а* ($v_0=$ $=0{,}174$ м/с, $H_{ст}=35{,}6$ м вод. ст.) $av_0g^{-1}<H_{ст}$, поэтому как будто бы нет основания ожидать возникновения разрежения в нижней точке трубопровода: выбранная осциллограмма свидетельствует о том, что снижение давления во второй фазе гидравлического удара выше атмосферного на 15—16 м вод. ст. Однако в конце третьей фазы колебания имеется небольшой пиковый всплеск давления и общее давление выше J.

Надежность использованной измерительной аппаратуры, а также наглядность приведенных на рис. 22 осциллограмм давления еще раз подтверждают установленное ранее следствие кавитации.

Приведенная на рис. 22,*а* осциллограмма интересна еще тем, что в четвертой фазе гидравлического удара мы наблюдаем зеркальное отражение графика давления в третьей фазе, повернутое на 180° относительно оси сим-

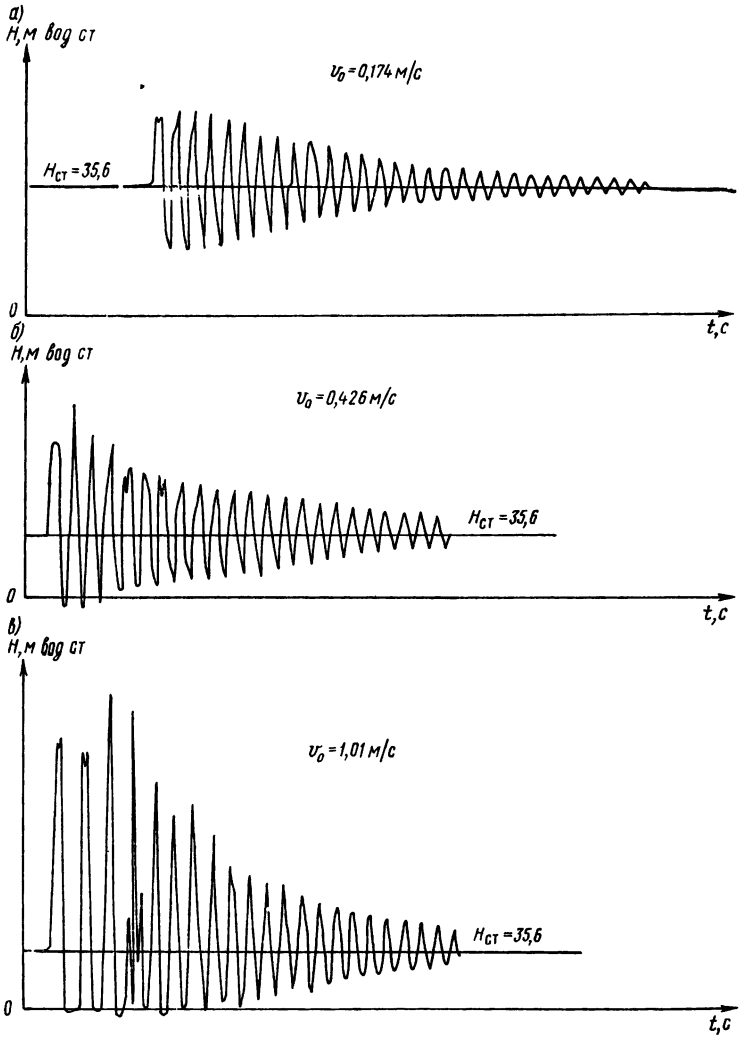


Рис. 22. Осциллограммы давления в наклонном стеклянном трубопроводе

метрии — линии статического напора; максимальное снижение давления в четвертой фазе колебания превышает понижение давления во второй фазе.

Как и прежде, образование пика давления мы связываем с возникновением кавитации потока жидкости. Если в предыдущих экспериментах о возможности появления кавитации мы могли судить по показаниям датчика давления, установленного в верхней части трубопровода и фиксирующего снижение давления ниже атмосферного, а также по увеличению продолжительности фазы понижения давления, то в стеклянном трубопроводе она непосредственно просматривалась. Так, при скоростях потока, близких к $v_0=0{,}2$ м/с, на расстоянии 18—21 м от напорного бака *8* в трубе при пробегании волны пониженного давления возникало пылеобразное кавитационное облако. В других опытах наблюдалось образование отдельных паровоздушных пузырьков диаметром около 5 мм вблизи стыковых соединений труб.

Осциллограмма на рис. 22,*б* ($v_0=0{,}426$ м/с) свидетельствует о том, что кавитация потока достигла нижней точки трубопровода, в которой отмечено падение давления ниже атмосферного. Закрытие крана сопровождалось «вскипанием» жидкости в начале трубопровода; по длине водовода в верхней части сечения трубы возникали отдельные паровоздушные пузырьки. В последующих фазах колебания давления указанные пузырьки ритмично изменяют свой объем, увеличиваясь в фазах понижения давления и сжимаясь в фазах уплотнения. Одновременно заметно уменьшается их общий объем и они незначительно смещаются вверх по длине трубопровода.

Максимум давления на осциллограмме (см. рис. 22,*б*) наблюдается в третьей фазе гидравлического удара; его превышение над давлением в первой фазе J весьма значительно и достигает почти значения статического давления (35,6 м вод. ст.).

На третьей осциллограмме (см. рис. 22, *в*) $v_0=1{,}01$ м/с наибольшее повышение давления отмечается в пятой фазе колебаний. Это еще раз подтверждает наш вывод о том, что максимальная прибавка давления сверх J образуется при определенной начальной скорости потока $v_{0,кр}$, характерной для данного водовода. При всяком другом значении начальной скорости v_0 явление не повторяется.

При уменьшении v_0 по сравнению с $v_{0,\,кр}$ при гидравлическом ударе исчезает кавитация потока; при увеличении v_0 образуется более интенсивная кавитация вплоть до распада колонны жидкости. Однако при этой интен-

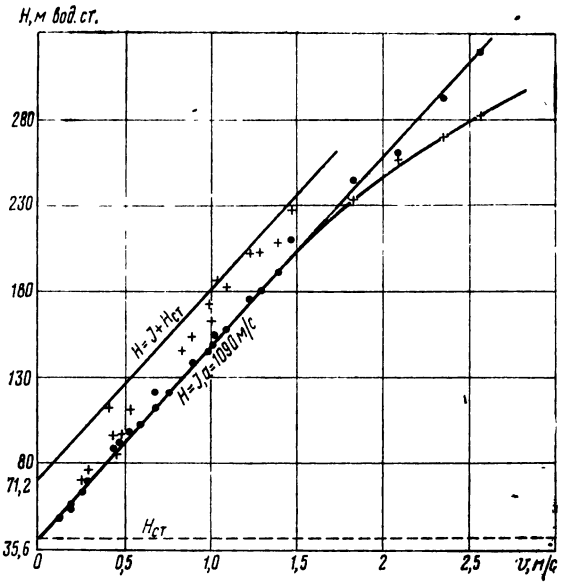


Рис. 23. График максимального ударного давления в стеклянном трубопроводе в сравнении с расчетным по Н. Е. Жуковскому

сивной кавитации прибавка давления над J не возникает. Прибавка к J характерна лишь для одной, определенной степени кавитации.

Распад колонны жидкости по длине трубы и соударение ее отдельных частей приводят к повышению давления сверх J также и в седьмой фазе гидравлического удара (см. рис. 22,*в*); однако наибольшая амплитуда высокочастотных колебаний (по сравнению с резонансным) не превышает максимального значения давления в пятой фазе.

Прибавка сверх J в отдельных опытах достигала величины, близкой к $H_{ст}$, и ни в одном из экспериментов не превысила статического напора $H_{ст}$=35,6 м вод. ст.

На рис. 23 приведены результаты обработки осциллограмм давления при гидравлическом ударе, воспроизведенном в стеклянном водоводе (по данным 25 опытов).

Точками обозначено повышение давления в первой фазе гидравлического удара, крестиками — максимальные амплитуды давления в последующих фазах сжатия.

Расположение опытных точек на прямой $H=J$ свидетельствует о стабильности скорости a, которая в данной серии экспериментов имела значение, близкое к 1090 м/с.

Отклонение значения ударного давления от J в бо́льшую сторону наблюдается уже в первом эксперименте при начальной скорости потока $v_0=0{,}13$ м/с и прослеживается до значения $v_0=1{,}5$ м/с. Основная масса точечного множества (крестики) располагается между прямыми $H=J$ и $H=H_{ст}+J$. Как и следовало ожидать, график на рис. 23 во многом подобен графику на рис. 20.

Таким образом, опытами в стеклянном водоводе удалось достаточно точно определить максимальное значение прибавки давления сверх J и установить наибольшее повышение давления в наклонном трубопроводе. Для этого случая формула (68) может быть записана в виде:

$$H=H'+J, \qquad 0\leqslant H'\leqslant H_{ст}. \tag{69}$$

Теоретическое обоснование этой эмпирической зависимости дано в п. 6 главы II.

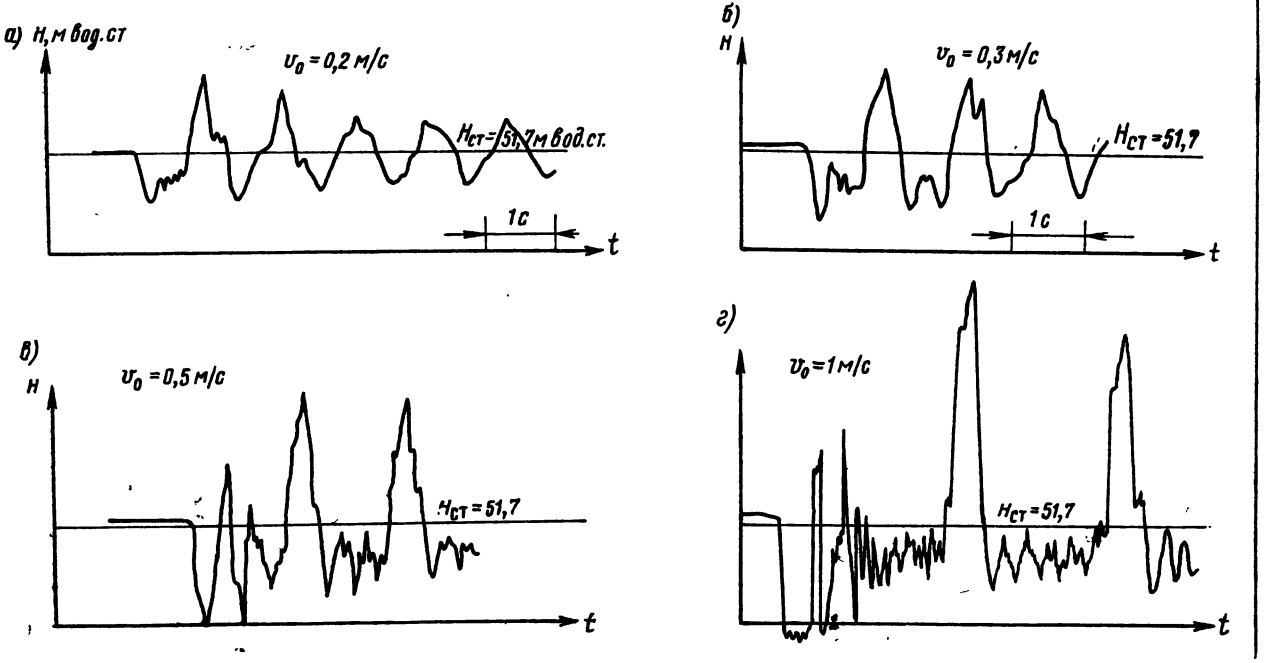
Исследования в водоводе с переломом профиля трассы

Профиль экспериментального трубопровода опытной установки ХИСИ показан на рис. 19.

В первой серии экспериментов гидравлические удары создавались путем отсечения потока жидкости от насоса быстродействующим краном *6*.

Наиболее характерные диаграммы колебания давления при гидравлическом ударе приведены на рис. 24; результаты обработки экспериментальных данных — на рис. 25.

Осциллограмма давления при $v_0=0{,}2$ м/с (рис. 24, *а*) свидетельствует об отсутствии разрежения в нижней части трубопровода. Однако время фазы пониженного давления несколько больше времени фазы сжатия жидкости. Это, как известно, объясняется возникновением кавитации потока где-либо по длине водовода.


а) H, м вод.ст
v_0 = 0,2 м/с
$H_{ст}$ = 51,7 м вод.ст.
1 с
t
б)
H
v_0 = 0,3 м/с
$H_{ст}$ = 51,7
1 с
t
в)
H
v_0 = 0,5 м/с
$H_{ст}$ = 51,7
t
г)
v_0 = 1 м/с
$H_{ст}$ = 51,7
t

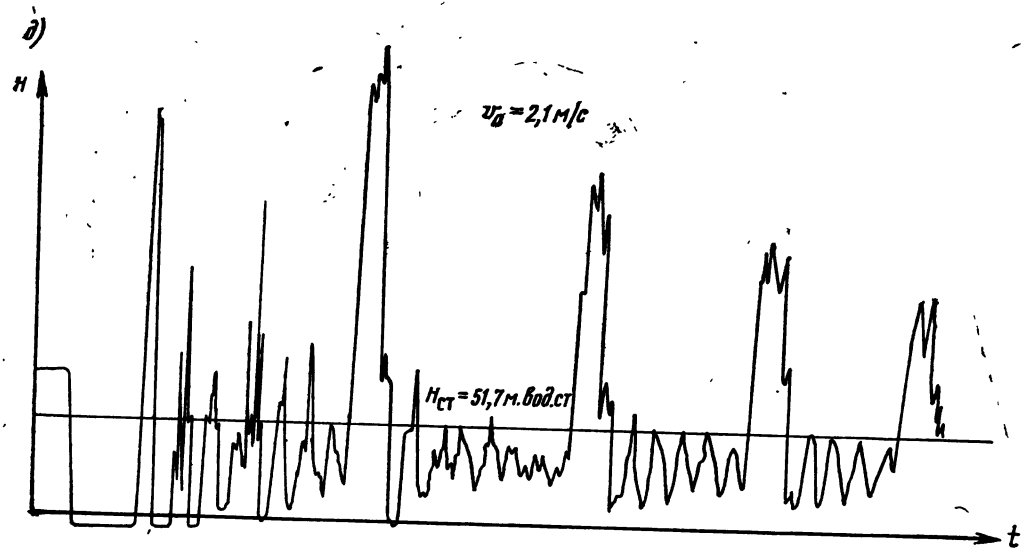


Рис. 24. Осциллограммы давления в нижней точке трубопровода из стальных труб длиной 455 м с переломной точкой

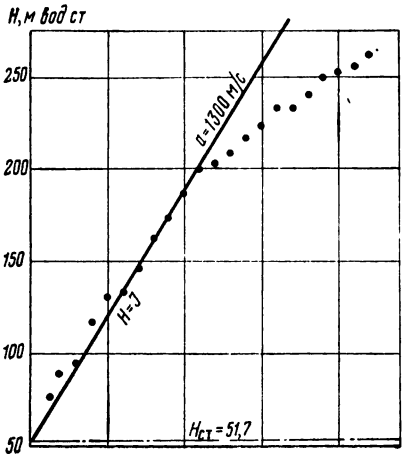


Рис. 25. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов по Н. Е. Жуковскому (трубопровод из стальных труб длиной 455 м с переломной точкой в вертикальном профиле)

При незначительном увеличении начальной скорости потока до $v_0=0{,}3$ м/с (рис. 24,*б*) возникают колебания давления с высокочастотными составляющими в фазе понижения, что свидетельствует о распаде столба воды на части.

При $v_0=0{,}4$ м/с давление в первой фазе колебаний падает до атмосферного, а при $v_0=0{,}5$ м/с — ниже атмосферного (рис. 24,*в*).

Если на первых двух осциллограммах за фазой пониженного давления следовало повышение давления, вызванное гидравлическим ударом сплошного (но кавитирующего) столба жидкости, то на третьей диаграмме (рис. 24,*в*) имеются три повышения, которые вызваны гидравлическими ударами распавшегося столба жидкости;

При $v_0=0{,}5$ м/с создаются условия для образования кавитации потока жидкости по всей длине трубопровода. Однако в связи со значительной разницей в гидравлических уклонах первого (171 м, $i\approx0{,}23$) и второго (284 м, $i\approx0{,}039$) участков трубопровода возможно разделение колонны воды в точке перелома профиля водовода за счет отставания верхней части колонны (284 м) от нижней (171 м).

Нижняя часть столба жидкости оказывается в специфических условиях: на обоих его концах образуются области разрежения и развитые кавитационные области; интенсивная кавитация этой части потока жидкости обусловливает распад водяного столба. Первые два всплеска давления выше статического характеризуют удары частей распавшейся нижней части колонны жидкости.

Последующий, наиболее мощный удар совершается уже сплошным столбом жидкости, о чем свидетельствуют график повышения давления и фазовое время волны уплотнения.

При увеличении начальной скорости потока не происходит восстановления сплошности нижней части колонны жидкости в связи с указанными специфическими условиями кавитации, как это наблюдалось в трубопроводе длиной 171 м.

Дробление столба воды в фазе разрежения сохраняется и при последующем возрастании начальной скорости. При $v_0=2{,}1$ м/с (рис. 24,*д*) наблюдается почти полный отход колонны жидкости от затвора; процесс распада сохраняется, хотя имеется тенденция к восстановлению сплошности потока — первый всплеск давления выше статического.

Во второй серии экспериментов на водоводе с переломным профилем трассы гидравлические удары создавались путем быстрого закрытия крана *6* при истечении воды из бака *10* по трубопроводу $l=455$ м в атмосферу. Результаты этих опытов представлены в виде нескольких типичных осциллограмм давления на рис. 26. Они отчетливо отражают характерную особенность процесса удара в водоводе с переломной точкой трассы. Гидравлические удары, вызванные торможением потока, двигавшегося с небольшой начальной скоростью, создают разрежение только в переломной точке водовода (см. рис. 26,*а* и *б*). В нижних участках трубопровода давление сохраняется положительным. Однако и в этом случае ударное давление в третьей фазе колебаний больше, чем в первой фазе, когда оно соответствует величине, J, что, бесспорно, является следствием разрежения в переломной точке.

Весь головной участок охватывается кавитацией только при гидравлическом ударе, вызванном путем остановки потока, движущегося с сравнительно большой скоростью v_0 (рис. 26,*в*). В этом случае, как и на других трубопроводах, не наблюдалось превышения давления над величиной J. Кавитация настолько развита, что столб воды разделяется на части; условия сложения волн, дающие прибавку давления сверх J, исчезают.

Результаты обработки второй серии опытов приведены на рис. 27. Здесь хорошо видна известная нам картина отклонения ударных давлений от закона Н. Е Жу-

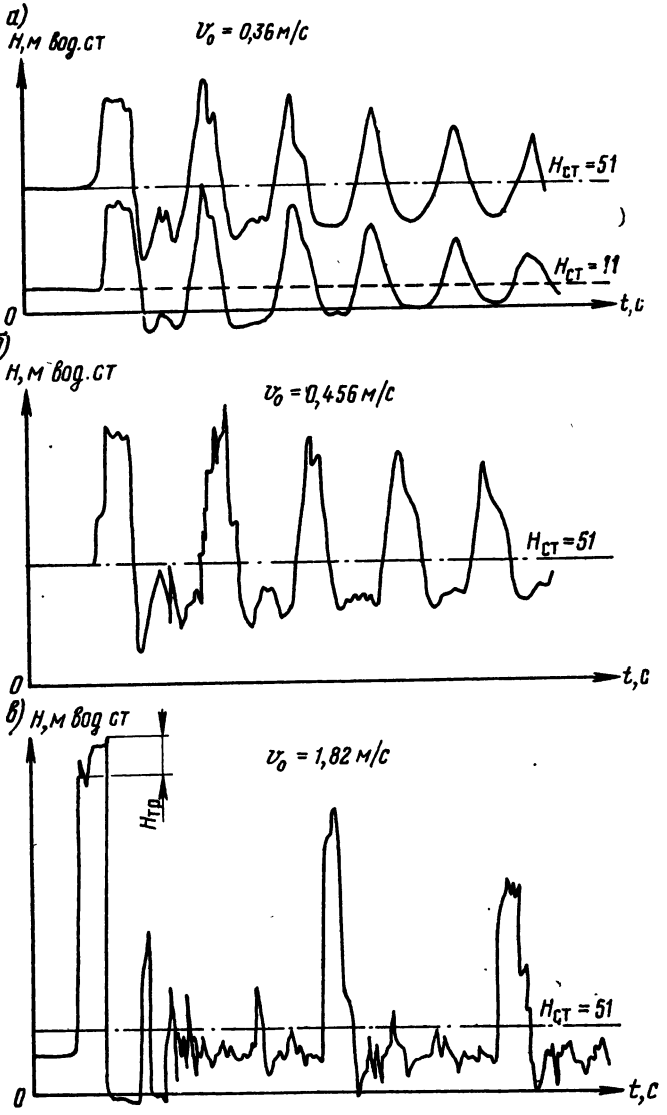


Рис. 26. Диаграмма колебания давления при гидравлическом ударе в трубопроводе с переломной точкой (закрытие крана при истечении из резервуара)

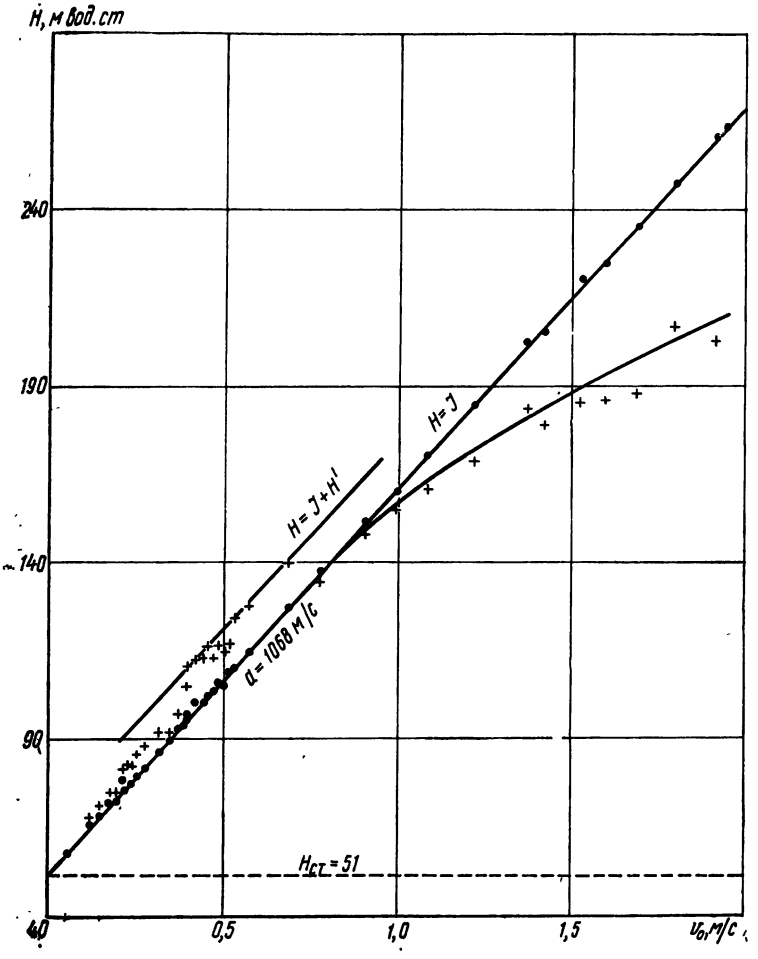


Рис. 27. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов по Н. Е. Жуковскому.

ковского: сначала точное совпадение с этим законом, затем в связи с ростом начальной скорости потока отклонение в бо́льшую сторону за счет появления пиковых прибавок ударного давления и далее при еще большем увеличении начальной скорости потока отклонение от закона Н. Е. Жуковского в меньшую сторону.

Однако максимальные прибавки давления сверх J здесь не превышают 11—13 м вод. ст. Величина этого превышения близка к перепаду отметок между точкой перелома профиля трассы водовода и уровнем воды в напорном баке. Таким образом, максимальное давление при гидравлическом ударе в трубопроводе с ярко выраженной точкой перелома составляет:

$$H = H'' + J, \quad 0 < H'' < h_{ст}, \tag{70}$$

где $h_{ст}$ — статический напор над местом разделения колонны жидкости в переломной точке профиля трубопровода.

Превышение давления над J в последнем случае меньше, чем в простом горизонтальном или наклонном водоводе — $h_{ст} < H_{ст}$, на основании чего можно сделать вывод: наименьшую прибавку давления над J следует ожидать в трубопроводе Г-образного профиля. Высказанное предположение не относится к вертикальному трубопроводу со свободным концом.

Если трубопровод после «перелома» имеет падающий профиль, а кавитация потока происходит лишь в верхней точке, то максимальное повышение давления у закрытого конца составит:

$$H = 2\,(H_{ст} - h_в), \tag{71}$$

где $H_{ст}$ — разность отметок между наивысшей точкой (точкой перелома профиля) и наинизшей (у обратного клапана); $h_в$ — величина вакуума в точке перелома трассы.

Опыты по изучению возникновения максимальной прибавки давления в указанных экспериментальных трубопроводах проводились при быстром ($\leqslant 0{,}05$ с) закрытии запорной арматуры; давление при гидравлическом ударе, вызванном отключением электропитания насосного агрегата, было меньше J, поэтому изучение его не представляло для нас особого интереса.

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Некоторые исследователи полагали, что всплеск давления сверх J в момент закрытия кавитационной области происходит вследствие прекращения истечения

жидкости в разреженное пространство со скоростью, большей чем первоначальная скорость потока;

$$v_{\text{обр.макс}} > v_0. \tag{72}$$

Указанная точка зрения, по нашему мнению, не является вполне убедительной.

При исследованиях на экспериментальной установке ВНИИ ВОДГЕО скорость $v_{\text{обр.макс}}$ составляла около 1,56 м/с (см. п. 3, гл. II, третья серия экспериментов). Однако такая скорость в обратном направлении была достигнута лишь при весьма больших скоростях в прямом направлении. Возникновение же всплесков давления в начале фаз сжатия сверх J в опытах Н. Е. Жуковского (см. рис. 7), по мнению ряда авторов, является следствием инерционности измерительной аппаратуры.

А. Ф. Мостовский и др. представляли процесс кавитации потока в фазе разрежения в виде отрыва сплошной водяной колонны от закрывающегося затвора.

При определении закона перемещения границы разрыва как в прямом, так и обратном направлении жидкость предполагалась несжимаемой, а потери на гидравлическое трение — пропорциональными квадрату скорости.

В момент схлопывания кавитационной области давление при гидравлическом ударе определялось по формуле

$$H = H_{\text{ст}} + \frac{a}{g} \frac{v_0}{\sqrt{1 + \frac{H_{\text{тр}}}{H_{\text{ст}} + 10{,}33}}}; \tag{73}$$

Для идеальной жидкости формула (73) преобразуется в формулу Н. Е. Жуковского (64).

Некоторое отличие от (73), имеет формула Д. Н. Смирнова [14]:

$$H = 2H_{\text{ст}} + h_{\text{в}} + \frac{a}{g} \frac{v_1}{\sqrt{1 + \frac{H_{\text{тр}}}{H_{\text{ст}} + h_{\text{в}}} \left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2}}, \tag{74}$$

где $v_1 = v_0 - \frac{g}{a}(H_{\text{ст}} + h_{\text{тр}} + h_{\text{в}})$ — остаточная скорость в начале водовода (у насоса).

Величина скачка давления, вычисленная по формуле (74), несколько больше, чем по формуле (73), но мень-

ше J за счет потерь на гидравлическое сопротивление при турбулентном режиме движения жидкости. Согласно зависимостям (73) и (74), скорость движения водяной колонны в обратном направлении всегда меньше v_0. При неограниченном увеличении начальной скорости потока ($v_0 \to \infty$) при фиксированном статическом напоре $H_{ст}$ указанные формулы для обратной скорости приведут к зависимости (66):

$$v_{макс} = \sqrt{\frac{2g\,(H_{ст} + h_в)}{\zeta + 1}}.$$

Таким образом, максимальное давление при гидравлическом ударе будет равно:

$$H_{макс} = H_{ст} + \frac{a}{g}\sqrt{\frac{2g\,(H_{ст} + h_в)}{\zeta + 1}}. \qquad (75)$$

На рис. 14 приведено сопоставление результатов третьей серии наших экспериментов (см. п. 3 гл. II) с результатами вычислений по формулам (73) и (74). Удовлетворительное совпадение при $av_0g^{-1} \gg H_{ст}$ свидетельствует о правильности принятой модели изучаемого явления.

Расхождение теоретических и опытных данных в диапазоне начальных скоростей $0{,}2 < v_0 < 0{,}7$ м/с, как видно из дальнейшего рассмотрения, есть следствие предположения о недеформируемости жидкой колонны, совершающей лишь неравномерное движение.

Л. Бержерон [11] представлял явление гидравлического удара кавитирующего потока как отрыв сплошной упругой водяной колонны от затвора; жидкость при этом считалась идеальной, условие на подвижной границе «жидкость — ее пары» определялось предельным значением вакуума при данной температуре среды.

А. А. Сурин [30] в качестве примеров приводит расчет по методу Л. Бержерона, который показал, что вследствие интерференции волн давления и скорости давление при гидравлическом ударе может превышать J. Однако определение величины максимально возможного превышения давления в работе [30] не приводится. Как уже указывалось [4], максимальное давление при гидравлическом ударе с разрывом сплошности потока определено по формуле

$$H_{макс} = 2H_{ст} + J.$$

Эта величина оказалась на одно $H_{ст}$ больше, чем полученная в наших исследованиях.

В отличие от Л. Бержерона, Л. Ф. Мошнин предполагает постоянство давления на подвижной границе области разрыва вследствие впуска воздуха из атмосферы в кавитационную полость и последующего его свободного выхода при схлопывании пустот.

Теоретическое обоснование возможности образования давления сверх J, приведенное в работе [4], было встречено с недоверием; известный специалист А. А. Сурин видел в этом нарушение закона сохранения энергии.

Возникшая в 60-х годах дискуссия, в которой приняли участие А. А. Сурин, Л. Ф. Мошнин, Д. Н. Смирнов, Б. Л. Буниатян, А. Г. Джваршейшвили, В. С. Дикаревский, Л. Б. Зубов и ряд других ученых, послужила поводом для проведения данных экспериментальных исследований.

Одновременно с этим были установлены некоторые расхождения теоретических экспериментальных данных.

Наибольшее повышение давления $H=2\,H_{ст}+J$, согласно теории Л. Ф. Мошнина, возникает при минимальной разности

$$a v_0 g^{-1} - H_{ст}, \text{ где } H_{ст} \leqslant a v_0 g^{-1} \leqslant 2 H_{ст};$$

при последующем ее увеличении уменьшается пиковая прибавка давления.

Результаты экспериментальных исследований (см. п. 3 гл. II) не подтвердили отмеченного положения. Так, например, при внезапном прекращении потока, движущегося с начальной скоростью v_0, близкой к 0,24 м/с, которая дает $av_0g^{-1} \approx 30$ м вод. ст., что больше $H_{ст}=20$ м вод. ст., не наблюдалось прибавки ударного давления сверх J (см. рис. 11,*б*). Зарождение этих прибавок отмечалось лишь при $v_0=0{,}31$ м/с (см. рис. 11,*в*), а ее максимальное значение наблюдалось в диапазоне скоростей $0{,}32 < v_0 < 0{,}42$ м/с (см. рис. 11 и 12), когда она достигает величины, весьма близкой к $H_{макс}=H_{ст}+J$. При увеличении начальной скорости потока более $v_0=0{,}42$ м/с происходило уменьшение прибавки давления сверх J, при дальнейшем увеличении v_0 снижалось ударное давление по сравнению с J (см. рис. 11,*е*). Это свидетельствует о том, что максимальные прибавки ударного давления сверх J существуют в узком диапазоне скоростей v_0, который, в свою очередь, зависит от характерных параметров гидравлической системы водоснабжения (статического давления, гидравлического сопротивления, температуры). Перемещение максимального всплеска в

последующие фазы гидравлического удара при увеличении начальных скоростей потока также подтверждает сделанный вывод.

Таким образом, не установлено кратного повторения явления при целых значениях отношения $av_0g^{-1}/H_{ст}$, как это утверждается в работе [4].

Следует также отметить, что при неограниченном увеличении v_0 для реальной жидкости не происходит беспредельного увеличения давления при гидравлическом ударе, начинающемся с фазы разрежения; даже для идеальной жидкости влияние скоростного напора ограничивает давление при гидравлическом ударе до значения [32]

$$H = H_{ст} + ag^{-1}\sqrt{2g\,(H_{ст} + h_в)}.$$

Несоответствие теоретических и экспериментальных данных побудило некоторых исследователей проанализировать сложившееся положение с целью его устранения.

Так, В. С. Дикаревский [33] высказал предположение о том, что невозможность получения ударного давления $H=2\,H_{ст}+J$ в реальных условиях обусловлена немгновенностью закрытия затвора. На основании этого максимальное повышение давления В. С. Дикаревский определяет следующим образом:

$$H_а = (2n+3)\,av_k g^{-1} - av_0 g^{-1}, \qquad (76)$$

где $H_а$ — абсолютный максимальный напор при гидравлическом ре, возникающий вследствие интерференции волн после разрыва сплошности потока и при условии $t_з \leqslant \Delta t$; n — целое число;

$$v_к = g\,a^{-1}\,(H_{ст} + h_в);$$

$t_з$ — продолжительность закрытия затвора;

$\Delta t = \dfrac{n\,(v_0 - n\,v_к)}{(2n+1)\,v_к - v_0}\,\dfrac{2l}{a}$ — время заполнения кавитационной полости.

При $t_з > \Delta t$ максимальный напор получается меньше вычисленного по формуле (76).

Формула (76) была использована ее автором для сопоставления с данными некоторых экспериментов, проведенных на опытной установке ВНИИ ВОДГЕО [33]. Расчеты дали удовлетворительное совпадение с этими данными. Однако для других экспериментов такого соответствия получить не удавалось.

Экспериментальная гидравлическая установка ВНИИ ВОДГЕО имела следующие параметры: $t_з \leqslant 0{,}05$ с, $2\ l/a = 0{,}48$ с, $H_{ст} = 20$ м вод. ст., $v_к = 0{,}212$ м/с, $a = 1250$ м/с, $h_в = 7$ м вод. ст.

Определим значение Δt для $v_0 = 0{,}253$ по формуле

$$\Delta t = \frac{0{,}253 - 0{,}212}{3 \cdot 0{,}212 - 0{,}253}\ 0{,}48 \approx 0{,}051 \text{ с}.$$

Следовательно, условие $t_з \leqslant \Delta t$ выполнено.

Тогда на основании формулы (76)

$$H_в = 5 \cdot 1250 \cdot 0{,}212 \cdot 9{,}81^{-1} - 1250 \cdot 0{,}253 \cdot 9{,}81^{-1} \approx 113 \text{ м вод. ст.}$$

или, отсчитывая давление от барометрического, ожидаемое давление при гидравлическом ударе составит:

$$H = 103 - 7 = 96 \text{ м вод. ст.}$$

Сопоставляя полученный результат с экспериментальными данными (см. рис. 12), следует отметить, что в трех опытах при скоростях v_0, близких к 0,25 м/с, повышение давления не превосходит J и приближенно равно $H = 53$ м вод. ст., что намного меньше 96 м вод. ст. Тем не менее, влияние скорости закрытия затвора на давление гидравлического удара следует считать несомненным; ярким примером является случай, когда $t_з > 2\ l/a$.

Другой пример описан в работе М. С. Натанзона [34], в которой теоретически рассматривается одна из задач неустановившегося движения жидкости с разрывом сплошности потока в предположении, что рассеивания энергии за счет вязкости жидкости и процессов, протекающих в кавитационной области, не происходит.

На основании полученного решения автор делает вывод: максимальное давление при гидравлическом ударе с разрывом сплошности потока равно:

$$p = p_0 + \rho c v_0,$$

т. е. отвечает формуле Н. Е. Жуковского.

При другом граничном условии, но тоже для аналогичного случая разрывных колебаний столба жидкости в вертикальной трубе Г. В. Аронович, Н. А. Картвелишвили, Я. К. Любимцев [13] пришли к выводу, что максимальное повышение давления равно:

$$H = 2 H_{ст} + a v_0 g^{-1}.$$

Не имея необходимых экспериментальных данных исследований в вертикальных трубопроводах, можно лишь отметить, что исследованиями гидравлического удара в наклонных трубопроводах (см. п. 4 гл. II) установлен факт возникновения кавитации потока жидкости в верхней части трубопровода, т. е. в области наименьших статических напоров. В случае же отрыва колонны жидкости от закрытого (нижнего) конца трубопровода весь поток подвержен кавитации, а в некоторых его частях возможно расслоение и разделение столба воды компактными паровоздушными полостями.

Если вертикальный трубопровод рассматривать как одно из предельных положений наклонного, то в нем, очевидно, следует ожидать возникновения аналогичных явлений, в связи с чем принятая авторами [13] модель изучаемого явления не может считаться вполне удачной.

Итак, в заключение нужно отметить следующее.

Удачное совпадение результатов расчета по формуле А. Ф. Мостовского с данными экспериментов свидетельствует о том, что при сильно развитой кавитации потока появляется возможность заметных перемещений столба воды в трубопроводе. В этом случае потери энергии на трение играют решающую роль в формировании явления гидравлического удара.

При слабо развитой кавитации, когда av_0g^{-1} не намного превосходит $H_{ст}$, превалирующее значение имеет учет упругости среды. При возникновении неоднородности среды (кавитации потока жидкости) вблизи закрытого конца трубы появляются дополнительные волны скорости и давления, интерференция которых обусловливает всплески давления сверх J.

Неполное совпадение теоретических и экспериментальных данных для случая слабо развитой кавитационной области потока позволяет авторам данной работы предложить еще одно теоретическое построение [38].

6. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА КАВИТИРУЮЩЕГО ПОТОКА ЖИДКОСТИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ТРУБОПРОВОДЕ

Рассмотрим явление гидравлического удара в горизонтальном трубопроводе, начинающегося с фазы сжа-

тия; повышение давления в первой фазе колебания подсчитывается по формуле Н. Е. Жуковского:

$$H_1 = H_0 + a_0 v_0 g^{-1} = J. \tag{77}$$

Положим $v_к = gH_{ст} a_0^{-1}$, $H_0 = H_{ст} + h_в$.

При $v > v_к$ в трубопроводе во второй фазе (разрежения), следует ожидать инерционное движение жидкости от затвора с остаточной скоростью $\Delta v = v_0 - v_к$.

Опытами, проведенными на установке ВНИИ ВОДГЕО, установлено, что всплеск давления сверх J возникает при остаточной скорости, равной нулю. Наблюдения за движением воды в стеклянной трубе не обнаружили заметных перемещений ни пузырьков воздуха, ни взвешенных частиц, находившихся в потоке жидкости после пробегания волны пониженного давления и возвращения отраженных волн. Такие перемещения наблюдались только при сильно развитой кавитации, когда положительные волны давления уже не имеют прибавок сверх J. Кроме того, давление ниже атмосферного отмечается на незначительной длине трубопровода, примыкающего к затвору.

Указанное положение мы объясняем следующим образом. Энергия остаточной скорости частично (а если ее значение невелико, полностью) расходуется в потоке капельно-упругой жидкости на увеличение расстояния между ее частицами. При уменьшении давления, сопровождающем процесс, выделяется растворенный в жидкости газ, который заполняет образующиеся «свободные объемы». В результате заметно снижается скорость распространения волны гидравлического удара в потоке жидкости до значения $a_1 < a_0$.

С момента времени $t = 2\,l/a$ фронт волны пониженного давления $H_0 - a_0 v_0 g^{-1}$ будет распространяться от закрытого конца трубы в сторону резервуара со скоростью a_0; за фронтом волны в связи с изложенным будет соблюдаться равенство

$$a_1 v_0\, g^{-1} = H_{ст} = a_0 v_к\, g^{-1}, \tag{78}$$

откуда

$$a_1 = a_0 v_к / v_0, \quad a_1 < a_0. \tag{79}$$

Скорость распространения волны гидравлического удара, таким образом, является функцией не только упругих свойств, но и начальной скорости движения пото-

ка; на фронте скачка возмущения она так же, как скорость потока и давление, терпит разрыв.

По истечении времени $t=3\ l/a_0$ с момента закрытия затвора волна пониженного давления достигнет бака.

После отражения у бака на фронте волны

$$H = H_0; \quad v = g H_{ст} a_1^{-1} = v_0 \tag{80}$$

скорость распространения в обратном направлении $a_1 = a_0 v_к / v_0$.

Тем временем у затвора увеличение расстояния между частицами не компенсируется подходом последующих частиц жидкости, как это происходит в потоке на некотором расстоянии от закрытого конца. Указанное «некоторое расстояние» можно назвать зоной влияния твердой стенки. На самой твердой стенке развивается область паровоздушной кавитации (значительное расстояние между частицами жидкости), на образование которой расходуется энергия, равная

$$\Delta H = Э_{пот}/m\,g = m\,g\,\Delta H/mg;$$

$$\Delta H = a_0 v_0 g^{-1} - H_{ст} = v_0 (a_0 - a_1) g^{-1}. \tag{81}$$

Если предположить движение частиц жидкости в области разрыва равнозамедленным, то для вычисления условной длины отгона воспользуемся формулой

$$\Delta l = \frac{\Delta v + 0}{2}\ t', \tag{82}$$

в которой $\Delta v = v_0 - v_к$, $t' = l/a_0 + l/a_1$.

Закрытие области кавитации сопровождается уменьшением энергии волны на величину ΔH (т. е. на столько, сколько было затрачено на ее образование) и замедлением времени на

$$t_э = \Delta l / v_0 = \frac{\Delta v}{2}\ t'/v_0, \tag{83}$$

где $t_э$ — время закрытия области кавитации.

Длительность фазы пониженного давления больше нормальных фаз сжатия и растяжения и определяется суммой:

$$t'_ф = t' + t_э = l/a_0 + l/a_1 + \frac{1}{2}\ \Delta v\, t'/v_0, \tag{84}$$

где $t'_ф$ — время фазы пониженного давления; $t_ф$ — время фазы сжатия.

Представление о том, что область кавитации развивается по закону замедленного движения, а ликвидация ее происходит с постоянной (обратной) скоростью, основано на опытных данных (см. рис. 16) киносъемки перемещения газового пузырька в потоке.

Волна, отраженная на границе области кавитации, имеет параметры:

$$H = H_0 - \Delta H,\ v = v_0.$$

Повышение давления у затвора после ликвидации области кавитации составит:

$$H_2 = H_0 - \Delta H + a_1 v_0 g^{-1} = H_0 + H_{ст} - \Delta H, \qquad (85)$$

где H_2 — первая ступень повышения давления во второй фазе сжатия (третья фаза по порядку).

Первая волна после отражения у резервуара

$$H = H_0,\ v = v_0 + g \Delta H a_0^{-1}$$

встретится со второй волной, в результате чего возникнет новое возмущение, которое, согласно правилу сложения волн, будет иметь:

$$v = \frac{\left(v_0 + g \Delta H a_0^{-1}\right) + 0}{2} + \frac{g}{2a} \left[(H_0) - (H_0 - \Delta H + a_1 v_0 g^{-1})\right] =$$

$$= \frac{1}{2} (v_0 - v_к) + g \Delta H a^{-1};$$

$$H = \frac{(H_0) + (H_0 - \Delta H + a_1 v_0 g^{-1})}{2} + \frac{a}{2g} \left[\left(v_0 + g \Delta H a_0^{-1}\right) - (0)\right] =$$

$$= H_0 + \frac{1}{2} H_{ст} + \frac{a_0 v_0}{2g}.$$

Суммарное возмущение распространится в обе стороны от места встречи. У закрытого конца это возмущение повысит давление до значения:

$$H_з = \frac{a_0}{g} \left[\frac{1}{2} (v_0 - v_к) + g \Delta H a_0^{-1}\right] + H_0 + \frac{1}{2} H_{ст} +$$

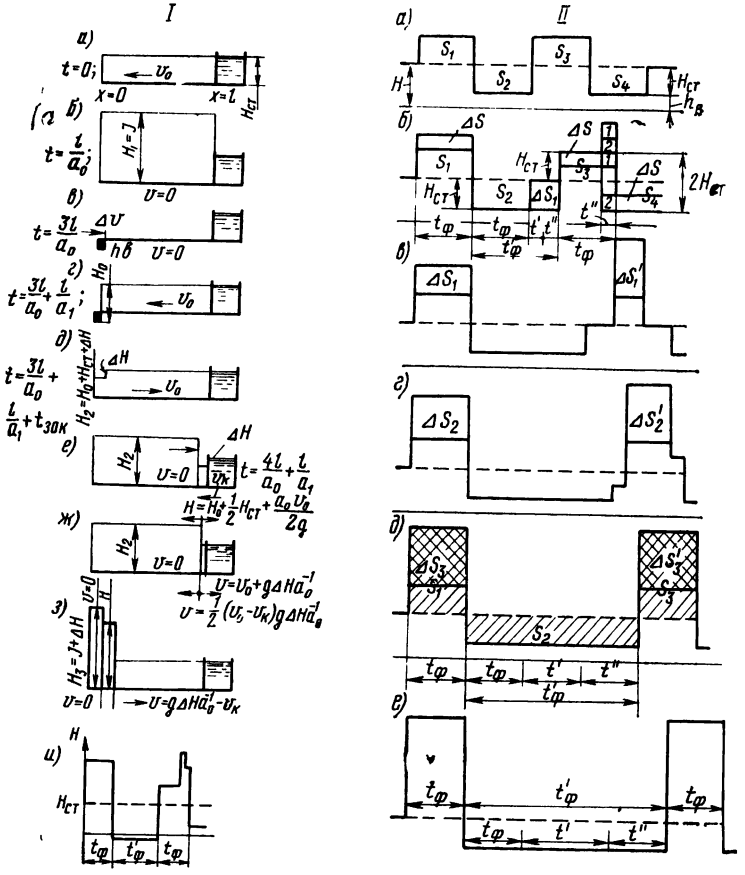
$$+ a_0 v_0 (2g)^{-1} = H_0 + \Delta H + a_0 v_0 g^{-1} > J, \qquad (86)$$

что соответствует второй ступени повышения давления во второй фазе сжатия.

У резервуара после отражения $H = H_0$

$$v = \frac{1}{2} (v_0 - v_к) + a_0^{-1} g \Delta H - a_0^{-1} g \left(H_0 + \frac{1}{2} H_{ст} +\right.$$

$$\left. + \frac{a_0 v_0}{2g} - H_0\right) = g \Delta H a_0^{-1} - v_к.$$



Это возмущение после интерференции с волной H_3 у закрытого конца трубы создает давление:

$$H_4 = H_0 + a_0 g^{-1}\left(g\Delta H a_0^{-1} - v_к\right) = H_0 + \Delta H - $$

$$- a_0 v_к g^{-1} = H_0 - H_{ст} + \Delta H, \qquad (87)$$

что соответствует третьей ступени повышения давления во второй фазе сжатия.

На рис. 28 приведены графики, иллюстрирующие указанные выкладки.

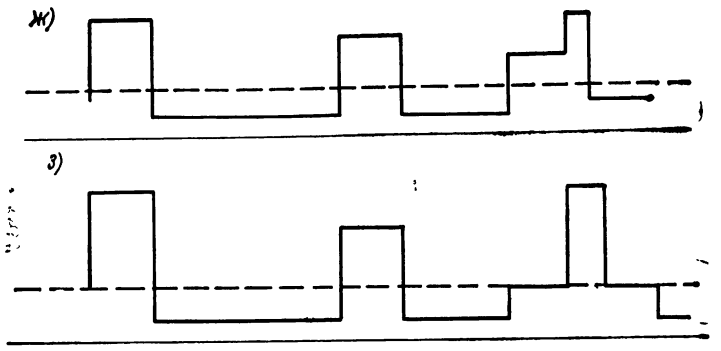


Рис. 28. Схема к построению математической модели гидравлического удара с разрывом сплошности потока в фазах понижения давления

I — диаграмма колебания давления и скорости по длине водовода; *II* — диаграмма колебания давления в мерном сечении

При $v_0=2v_к$ будем иметь $\Delta H=H_{ст}$. Тогда, согласно (86), повышение давления составит:

$$H_з = H_0 + H_{ст} + a_0 v_0 g^{-1} = H_0 + J.$$

В качестве примера рассчитаем параметры волнового процесса при $v_0=3\ v_к$, $\Delta v=2\ v_к$, $\Delta H=2\ H_{ст}$ по изложенной выше методике

$$H_1 = H_0 + a_0 v_0 g^{-1};$$

$$a_1 = a_0 v_к/v_0 = {}^1/_3\, a_0,\quad a_2 = 2\, a_0 v_к/v_0 = {}^2/_3\, a_0,$$

$$t' = l/a_0 + 3\, l/a_0 = 4\, l/a_0,\quad t_з = 2 v_к\, 2 t_ф/6 v_к \approx 0{,}7\, t_ф;$$

$$H_2 = H_0 + a_1 v_0 g^{-1} - \Delta H = H_0 - H_{ст},\quad v_2 = 0.$$

После отражения волны у бака

$$H = H_0,\quad v = v_0 + g H_{ст}/a_2.$$

При встрече волн

$$v = \frac{v_0 + g H_{ст} a_2^{-1} + 0}{2} + \frac{g}{2 a_2}\,[H_0 - (H_0 - H_{ст})] = \frac{v_0}{2} + \frac{g H_{ст}}{a_2};$$

$$H = \frac{H_0 + H_0 - H_{ст}}{2} + \frac{a_2}{2 g}\left[\left(v_0 + g H_{ст} a_2^{-1}\right) - 0\right] = H_0 + \frac{a_2 v_0}{2 g};$$

$$H_з = H_0 + \frac{a_2 v_0}{2 g} + \frac{a_2}{g}\left(\frac{v_0}{2} + \frac{g H_{ст}}{a_2}\right) = H_0 +$$

$$+ H_{ст} + a_2 v_0 g^{-1} = H_0 + \frac{a_0 v_0}{g}.$$

Это означает, что на отрезке $2v_к \leqslant v \leqslant 3\ v_к$ по мере увеличения v_0 увеличивается также и H_1, а давление в третьей фазе гидравлического удара $H_3 = \text{const}$.

Из изложенного следует, что возникновение всплеска давления сверх J обусловлено интерференцией двух софазных волн, величина сдвига фаз которых определяется степенью кавитации потока жидкости у затвора.

На основании результатов экспериментальных исследований (см. рис. 16) установлено: при $v_0 > 3\ v_к$ кавитационная область у затвора закрывается за время $t \leqslant t_ф$. Это означает, что фазовый сдвиг интерферирующих волн не превышает времени $t_ф$.

Учет указанного положения в приведенных математических выкладках обусловливает равенство максимальных давлений в первой и третьей фазах гидравлического удара $H_1 = H_3$ при $v_0 > 3\ v_к$.

Приведенный вывод наглядно может быть интерпретирован графическим построением, основанным на «правиле построения площадей».

Из рассмотрения графика колебаний давления невязкой жидкости, происходящих без потерь для случая $av_0g^{-1} = H_{ст}$ (см. рис. 28,*а*), видно, что площади, заключенные между линиями статического и динамического напоров, равны между собой:

$$S_1 = S_2 = S_3 = S_4 = a v_0 g^{-1} t_ф. \qquad (88)$$

Напомним, что v_0 есть величина погашенной скорости при гидравлическом ударе; в момент закрытия концевого затвора торможение потока жидкости сопровождается переходом количества ее движения в импульс давления $I_1 = av_0g^{-1}t_ф$, который ввиду отсутствия потерь энергии в изолированной системе «резервуар — трубопровод» сохраняет свое значение в процессе незатухающих колебаний скорости и давления.

Расположим условно индикатор давления в трубопроводе у затвора вне области влияния твердой стенки, т. е. где давление не падает ниже атмосферного в фазе пониженного давления. Для выбранного наблюдаемого сечения построен график $H = f(t)$ для случая $av_0g^{-1} > H_{ст}$ [см. рис. 28,*б* (II)].

Пусть $I_1 = H_{ст}t_ф$, $I_2 = av_0g^{-1} = I_1 + \Delta I$; так как $I_1 = S_1$, то $I_2 = S_1 + \Delta S$ ($\Delta S = \Delta I$ — малая по сравнению с S_1 величина). Будем считать, что импульс давления I_2 в первой фазе сжатия сохранит свое значение и в последующих фазах.

Согласно принятому ранее, скорость движения жидкости во второй фазе равна нулю ($\Delta v=0$) и понижение давления в наблюдательном сечении не превосходит $H_{ст}$. С учетом этого, а также равенства $S_1=S_2$, располагаем приращение площади ΔS к S_2 между линиями атмосферного и статического давлений.

Приращение S_2 обусловливает увеличение времени второй фазы гидравлического удара так, что $t'_ф > t_ф$ (сравним: $a_1<a_0$).

Время второй фазы сжатия, третьей по порядку, по-видимому, сохранит значение $t_ф$, поэтому на рис. 28,*б* после момента $t=t_ф+t'_ф$ нанесена метка $t=2\ t_ф+t_ф$.

Приращение времени второй фазы колебаний $t'_ф - t_ф$ разобьем на две части: $t'=t''$, $t_ф-t_ф=t'+t''$, где t'' — предполагаемое время закрытия области разрыва сплошности потока.

Волна скорости и давления, отраженная у бака, принесет импульс давления $I_1=S_1$ и $H=H_{ст}$, поэтому над линией статического напора строится прямоугольник площадью $S_3=S_1$.

Закрытие области кавитации сопровождается потерей ΔI, что на рис. 28,*б* (II) выражается вычитанием ΔS из S_3 и возникновением второй волны, распространяющейся по трубопроводу в сторону резервуара.

Сдвиг во времени между фронтами первой отраженной у затвора волны и второй волны, равной $t=t''$, взят со знаком минус от момента времени $t=2\ t_ф+t'_ф$ [рис. 28,*б* (II)].

На основании закона отражения волн скорости и давления у закрытого конца трубы в четвертой фазе колебания из S_4 вычитается ΔS.

Результат наложения второй отраженной у бака волны на первую у затвора представлен на рис. 28,*б* (II) в виде сложения прямоугольников 1′ и 2′ на отрезке $(2t_ф+t'_ф-t'')\leqslant t\leqslant(2t_ф+t'_ф)$ над линией $H=2\ H_{ст}$. Площадь каждого из отмеченных прямоугольников равна: $1'=1$, $2'=2$; $1=2=\Delta S=\Delta H t''$, где $\Delta H=\Delta S t_ф^{-1}\leqslant H_{ст}$.

Необходимость сложения импульсов — площадей 1′ и 2′ над значением $2H_{ст}$ вытекает из формул, описывающих

закон интерференции двух софазных волн скорости и давления. Если пользоваться предложенным правилом построения площадей, не вникая в сущность волновой теории, то в результате может быть получена серия теоретических диаграмм колебания давления [рис. 28,*а—д* (II)].

Согласно рис. 28,*в* (II), максимальный всплеск давления над J в третьей фазе гидравлического удара равен $\Delta H=H_{ст}$ и соответствует значению $v_0=2gH_{ст}a^{-1}$.

Следует отметить, что наблюдается равенство приращения площадей в первых — ΔS_1, ΔS_2, ΔS_3 и третьих — $\Delta S_1'$, $\Delta S_2'$, $\Delta S_3'$ фазах гидравлического удара: $\Delta S_1=\Delta S_1'$, $\Delta S_2=\Delta S_2'$, $\Delta S_3=\Delta S_3'$ [рис. 28, *в—д* (II)].

Когда фазовый сдвиг $t''=t_ф$, помимо отмеченного равенства существует еще и равенство площадей: $S_1=S_2=S_3$ [рис. 28,*д* (II)].

Учитывая, что $t''\leqslant t_ф$, и полагая $t''=t_ф$, применим правило площадей к построению диаграммы давления $H=f(t)$ при $av_0g^{-1}=3{,}5\ H_{ст}$. В результате получим график, представленный на рис. 28,*е* (II).

При последующем увеличении v_0 $av_0g^{-1}>3{,}5\ H_{ст}$ получим аналогичные результаты: повышение давления в первой и третьей фазах гидравлического удара будет иметь одно и то же значение ($S_1=S_2=S_3$).

С учетом сил гидравлического сопротивления картина явления несколько изменится. В зависимости от интенсивности затухания волнового процесса максимальная амплитуда давления в третьей фазе будет иметь различные значения, меньшие, чем в первой фазе. Одновременно с этим произойдут качественные изменения в пятой фазе колебаний.

Так, в случае $H_1=av_0g^{-1}=3\,H_{ст}$ (первая фаза), $H_3=1{,}5$ (третья фаза) в пятой фазе возникает ситуация, аналогичная изображенной на рис. 28,*б* (II), которая характеризуется образованием всплеска давления [рис. 28,*ж* (II)]. При $H_1=av_0g^{-1}=3\ H_{ст}$, $H_3=2\ H_{ст}$ в пятой фазе график давления аналогичен показанному на рис. 28,*з* (II).

Сопоставление графиков, построенных по теоретическим и фактическим данным колебания давления $H=f(t)$, показывает, что они по форме подобны.

Всплеск давления над его значением в предыдущей фазе сжатия при закрытии концевых затворов на линии возможен лишь при условии $gH_{ст}a^{-1}<v_0<3gH_{ст}a^{-1}$, а полная величина повышения давления не превосходит $H=2\ H_{ст}+av_0g^{-1}$. Это свидетельствует о том, что характер изучаемого явления установлено правильно.

При других граничных условиях (впуск воздуха в место разрыва и последующий его выпуск, возвратно-поступательное движение поршня и т. д.) максимальное повышение давления будет отличаться от указанного.

Для расчетов максимального давления гидравлического удара в напорном трубопроводе при быстром закрытии концевых затворов рекомендуется простая расчетная зависимость:

$$H=H_{ст}+\Delta H+\frac{av_0}{g\sqrt{1+H_{тр}\,(H_{ст}+h_в)^{-1}}}, \qquad (89)$$

которая отличается от известной формулы А. Ф. Мостовского [15] вторым членом в правой части (89), принимающим значения:

$$\Delta H=0,\ 0<v_0<gH_{ст}a^{-1};$$

$$0<\Delta H<H_{ст},\ gH_{ст}a^{-1}<v_0<2gH_{ст}a^{-1};$$

$$H_{ст}>\Delta H>0,\ 2gH_{ст}a^{-1}<v_0<3gH_{ст}a^{-1};$$

$$\Delta H=0;\ 3gH_{ст}a^{-1}<v_0,$$

где $H_{тр}$ — потери напора на гидравлическое сопротивление.

На рис. 14 результаты вычислений по формуле (89) сопоставляются с фактическими данными исследований гидравлических ударов в трубопроводе на опытной установке ВНИИ ВОДГЕО.

Глава III НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ В ДЕЙСТВУЮЩИХ НАПОРНЫХ ВОДОВОДАХ НАСОСНЫХ СТАНЦИЙ

1. ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОСТАНОВКЕ НАСОСА НА ОТКРЫТУЮ ЗАДВИЖКУ

Рассмотренные кавитационные явления в «чистом виде» возникают только тогда, когда напорный поток жидкости в трубопроводе быстро отсекается от насоса или перекрывается краном в выходном сечении, что практически возможно лишь в трубопроводах небольшого сечения, применяемых для оборудования машин, аппаратов, зданий и сооружений.

Остановка центробежных насосов в системах водоснабжения и нефтетранспорта, производимая без предварительного закрытия задвижки на напорной стороне, вызывает кавитацию в ослабленном виде или не вызывает ее совсем.

Это объясняется двумя причинами. Во-первых, остановленный насос не разъединяет полностью всасывающую и напорную линии, он лишь стесняет проход воде, оставляя возможность протока воды через насос при соответствующем перепаде давления. Во-вторых, остановка насоса не совершается мгновенно: в течение некоторого времени еще возможно нагнетание воды в водовод с убывающим напором в силу инерционного вращения рабочего колеса насоса и ротора двигателя.

Все это приводит к тому, что образующиеся кавитационные полости полностью или частично заполняются водой, по крайней мере на участках, расположенных в высотном отношении в пределах действия атмосферного давления и давления, развиваемого останавливаемым насосом.

Более отчетливо выраженная кавитация в водоводе возникает при остановке многоколесных насосов. Они обладают большим внутренним гидравлическим сопро-

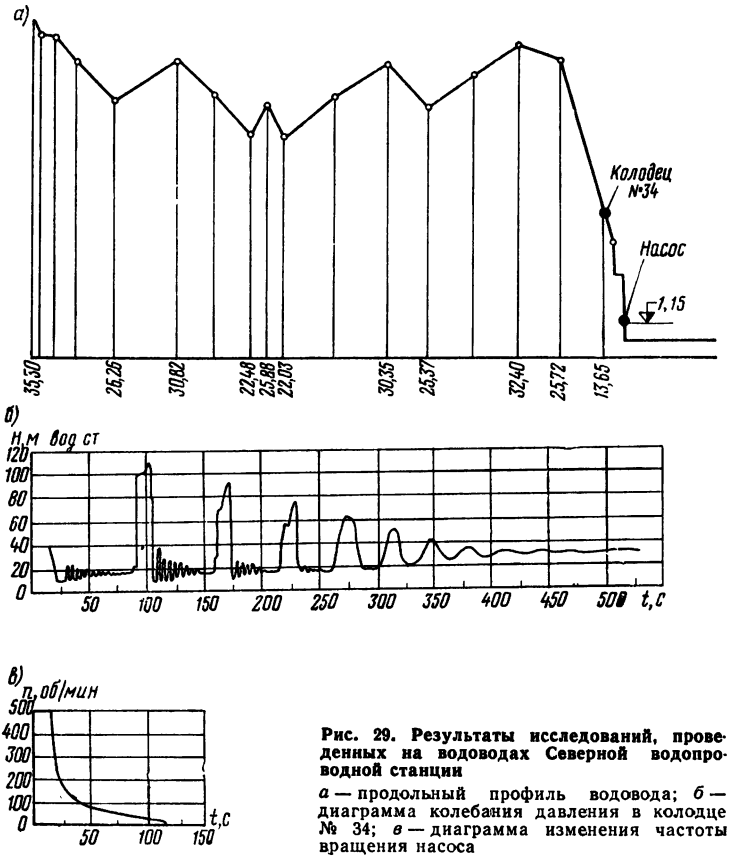


Рис. 29. Результаты исследований, проведенных на водоводах Северной водопроводной станции

а — продольный профиль водовода; *б* — диаграмма колебания давления в колодце № 34; *в* — диаграмма изменения частоты вращения насоса

тивлением, что препятствует проходу воды из всасывающей в напорную линию.

В практике чаще всего мы сталкиваемся с некоторым промежуточным случаем, когда кавитационные пустоты частично заполняются водой, поступившей в водовод через насос из водоисточника в силу образовавшегося вакуума, и водой, поданной насосом при его инерционном вращении.

Это приводит к тому, что волна повышения давления не несет с собой давлений, превышающих J, более того,

часто она не достигает и величины J. Эти выводы подтверждаются множеством экспериментальных данных, накопленных как в СССР, так и за рубежом. Рассмотрим некоторые примеры.

Пример 1. Неустановившийся (переходный) режим движения воды в одном из напорных водоводов насосной станции первого подъема Северной водопроводной станции (эксперимент Л. Ф. Мошнина.

Водовод из стальных труб, соединенных на сварке, диаметром 1400 мм, длиной 6691 м. Продольный профиль трассы приведен на рис. 29, *а*.

Нагнетание воды осуществлялось насосным агрегатом с вертикальным насосом 32В-12 и синхронным двигателем ВДС-213/34-12 мощностью 1700 кВт при $n_0=600$ об/мин. Переходный режим создавался остановкой насоса путем прекращения подачи электроэнергии к двигателю.

Давление измерялось самопишущими пружинными манометрами в колодце № 34 (на расстоянии ~ 50 м от обратного клапана) и на напорном патрубке насоса. Расход определяли по перепаду давления в сужающем устройстве стационарного расходомера.

Диаграммы колебания давления и изменения частоты вращения насоса приведены на рис. 29, *б* и *в*.

В этом опыте насос выключался при скорости установившегося движения воды в водоводе $v_0=1{,}19$ м/с. Скорость распространения волн гидравлического удара, по данным эксперимента, оказалась равной 861 м/с. Таким образом, давление гидравлического удара (м вод. ст.), по Н. Е. Жуковскому, должно быть

$$J=\frac{861\times 1{,}19}{981}+30{,}6=134.$$

Фактически максимальный скачок давления оказался равным 108 м вод. ст.

Как видно из диаграммы колебаний давления, здесь имеется случай, весьма типичный для напорных водоводов береговых насосных станций, когда вследствие быстрого уменьшения частоты вращения насоса и напора насосного агрегата кавитационные пустоты, которые могут образоваться в водоводе, по крайней мере в его головном наклонном участке, оказались полностью заполненными водой: давление в фазах понижения сохранилось положительным. Прибавок давления сверх J в последующих фазах повышения давления не произошло.

Однако на других участках водовода кавитация все же образовывалась, так как амплитуды положительных волн давления (ΔH_2) значительно превышают амплитуды предшествующих отрицательных волн (ΔH_1). Как уже указывалось, это один из признаков появления областей разрежения по трассе водовода, так как в противном случае мы всегда имели бы $\Delta H_2<\Delta H_1$.

Пример 2. Аналогичная картина колебаний давления наблюдалась в напорных водоводах насосной станции Тульского водопровода (эксперименты Л. Ф. Мошнина и Д. Н. Смирнова).

Исследуемый водовод подавал воду из сборного резервуара (принимающего воду из подземных водозаборов) в напорный резервуар городской сети с помощью насосного агрегата с насосом

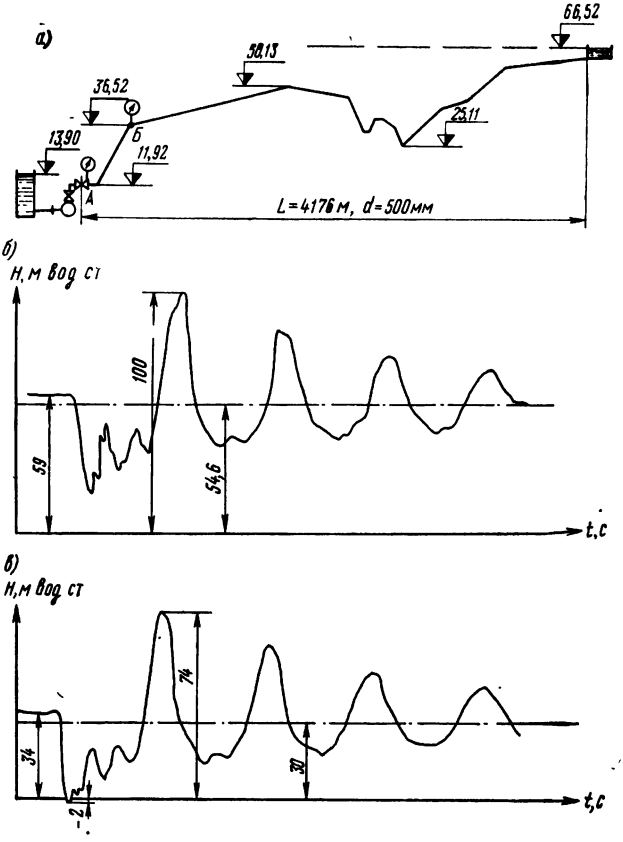


Рис. 30. Результаты исследований, проведенных на водоводах тульского водопровода

а — продольный профиль водовода; *б* и *в* — диаграммы колебания давления соответственно в точках *А* и *Б*

НДв и асинхронным двигателем АМ6-137/4, мощностью 260 кВт при $n_0 = 1485$ об/мин.

Водовод из чугунных труб диаметром 500 мм, общей длиной 4176 м. Профиль водовода и диаграмма колебаний давления в водоводе, записанных самопишущим манометром в двух точках, приведены на рис. 30. Колебания давления вызваны остановкой насоса путем отключения подачи электроэнергии от двигателя без предварительного закрытия задвижки на напорной стороне насоса при

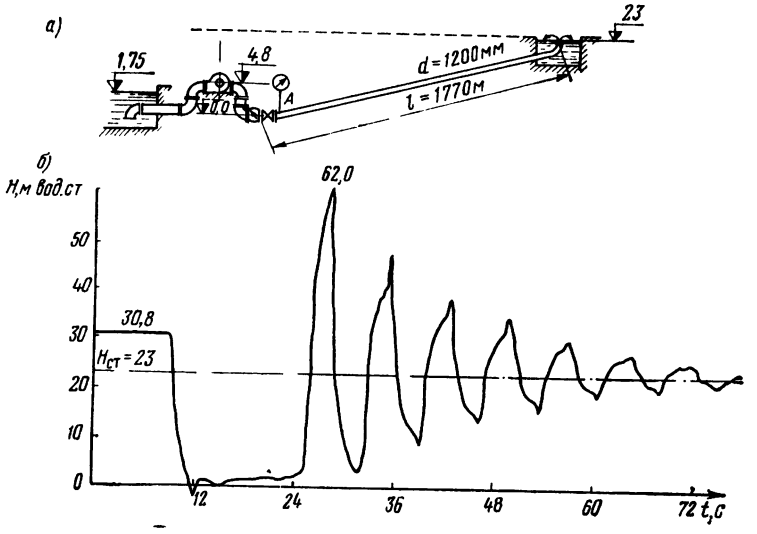


Рис. 31. Результаты исследований, проведенных на водоводе со спокойным продольным профилем

а — продольный профиль водовода; *б* — диаграмма колебания давления в точке *А*

установившейся средней скорости течения $v_0=0{,}706$ м/с. Общая картина колебаний давления идентична приведенной в первом примере.

Разрежение, а следовательно, и кавитация потока образовывались только в повышенных участках водовода, о чем свидетельствует появление вакуума в точке *Б* и превышение ΔH_2 над ΔH_1 по абсолютной величине ($\Delta H_2=44$; $\Delta H_1=38{,}6$). Максимальный скачок давления (первая фаза повышенного давления) оказался равен 45 м вод. ст., что немного меньше расчетной величины $\frac{a v_0}{g}$, равной 50 м вод. ст. ($a=692$ м/с).

Пример 3. Переходный режим движения воды в напорном водоводе со спокойным продольным профилем трассы (опыты Д. Н. Смирнова). Водовод из стальных труб диаметром 1200 мм, длиной 1770 м уложен с плавным подъемом от насоса к резервуару (рис. 31). Нагнетание воды производилось одноколесным центробежным насосом НДн производительностью 2 м³/с при напоре 34 м с синхронным двигателем мощностью 1000 кВт при $n_0=600$ об/мин.

При остановке насоса при установившейся скорости движения воды в водоводе $v_0=1{,}87$ м/с наблюдалась картина колебаний давления, показанная на рис. 31. Наибольшее повышение давления относительно статического оказалось равным $\Delta H_2=39$ м вод. ст., наи-

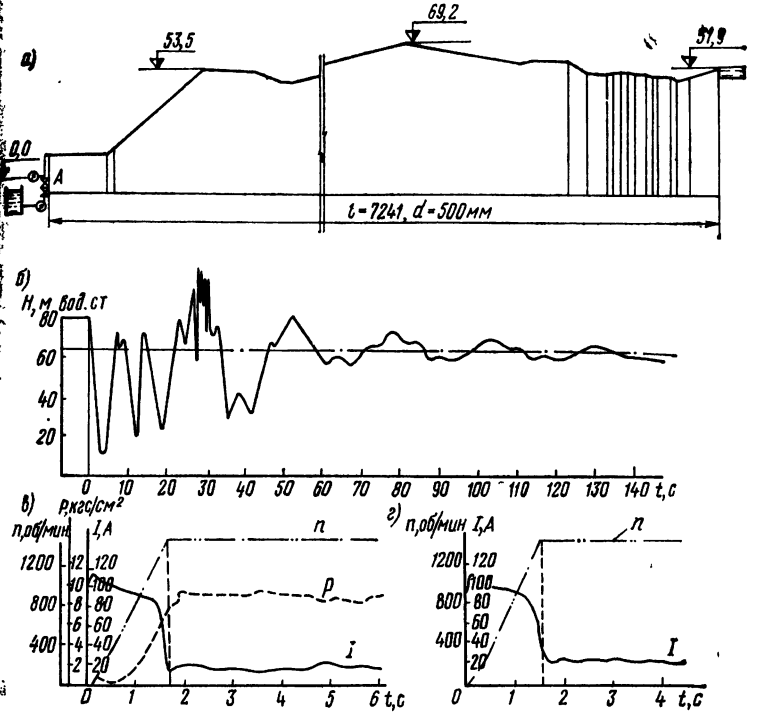


Рис. 32. Результаты исследований, проведенных на напорных водоводах насосной станции коксогазового завода

а — продольный профиль водовода; *б* — диаграмма колебания давления в точке *А*; *в* и *г* — диаграммы изменения частоты вращения и силы тока при пуске насоса соответственно при открытой и закрытой задвижке

большее понижение $\Delta H_1 = 24$ м вод. ст. Скорость распространения ударной волны $a = 874$ м/с. Расчетная величина ΔH_2 (м вод. ст.) составила:

$$\Delta H_2 = \frac{874 \cdot 1{,}87}{9{,}81} = 166,$$

т. е. фактические данные значительно меньше расчетных.

Пример 4. Напорный водовод насосной станции первого подъема коксогазового завода под Москвой (эксперимент Д. Н. Смирнова и С. Пигальского).

Водовод из чугунных водопроводных труб диаметром 500 мм, длиной 7241 м. Продольный профиль приведен на рис. 32. Нагнетание воды производилось насосом 8НДв с асинхронным двигателем ДАМТ, мощностью 220 кВт при $n_0 = 1480$ об/мин.

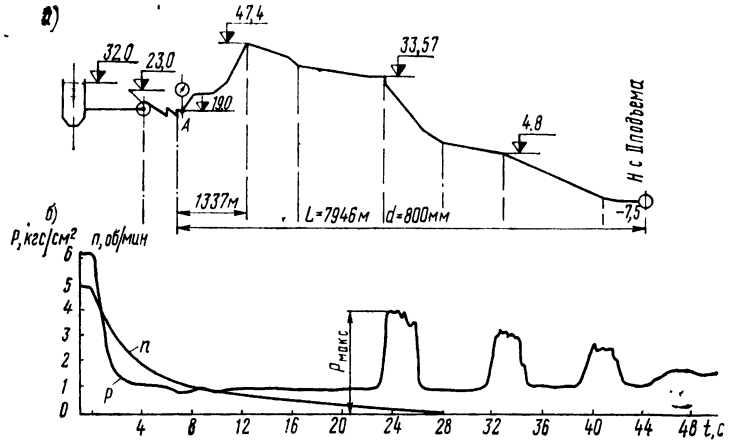


Рис. 33. Результаты, полученные при исследовании грунтового насоса с остановкой

а — продольный профиль пульповода; *б* — диаграмма колебания давления в точке *А* и частоты вращения грунтового насоса

При остановке насоса путем отключения подачи электроэнергии к двигателю наблюдались колебания давления (рис. 32, *б*). Опыт проводился при скорости течения воды $v_0=0{,}9$ м/с. Диаграмма на рис. 32 отражает картину колебаний давления, типичную для водоводов береговых насосных станций.

Пример 5. Представляет значительный интерес эксперимент (Д. Н. Смирнова, Л. Б. Зубова) с остановкой насоса, перекачивающего пульпу (железорудные хвосты) в хвостохранилище.

Пульповод из стальных труб, соединенных на сварке, диаметром 800 мм, длиной до насосной станции второго подъема 7946 м. Он имеет весьма характерный продольный профиль трассы (рис. 33, *а*) с переломом на расстоянии 1337 м от насоса первого подъема. Грунтовый насос марки 20Р-11 с синхронным двигателем мощностью 1150 кВт при $n_0=500$ об/мин. Насос работает с подпором 9 м вод. ст., создаваемым приемным пульпобаком (13 м вод. ст. на обратный клапан).

В этом эксперименте возникли трудности с измерением скорости движения пульпы в трубопроводе. Для этой цели использовали напорную трубку конструкции ВНИИ ВОДГЕО. Трубку погружали в трубопровод через сальниковое устройство, снимали эпюру скоростей (она оказалась сплюснутой к низу трубы в мерном сечении) и по ней вычисляли среднюю скорость.

Двигатель грунтового насоса выключали при скорости движения пульпы в трубопроводе $v_0=2{,}06$ м/с. Диаграмма колебаний давления в точке А приведена на рис. 33, *б*. Диаграмма отражает

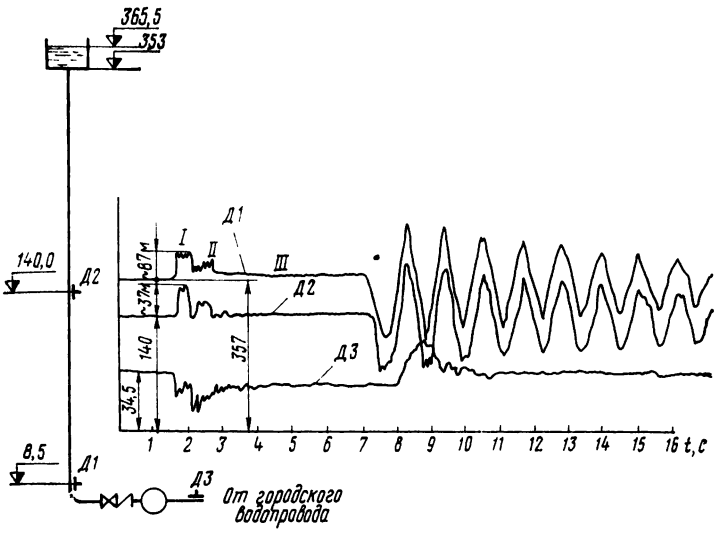


Рис. 34. Осциллограммы давления в трех точках водовода системы водоснабжения телевизионной башни

ярко выраженный случай, когда образовавшиеся кавитационные пустоты в трубопроводе полностью заполняются жидкостью, поступившей через насос из пульпобака. Несмотря на возможность образования глубокого вакуума $\left(\frac{av_0}{g} = 1000 \cdot 2{,}06 \cdot 9{,}8^{-1} = 200\right.$ м вод. ст.), что намного больше статического давления в сечении А (20 м вод. ст.), давление в первой фазе понижения остается положительным. Параметры волны повышения давления близки к расчетным для такого случая [формула (71)]:

$$H = 2\,(H_{ст.} - h_в) = 2\,(28{,}4 - 7) = 42{,}8.$$

Здесь учтено образование вакуума в точке перелома трассы трубопровода в размере 7 м вод. ст.

Пример 6. Гидравлический удар в вертикальном трубопроводе системы водоснабжения телевизионной башни (эксперимент авторов).

Насосная установка башни работает в автоматическом режиме подкачки с периодическими остановками и пусками, вызывающими колебания давления. Напорный водовод из труб диаметром 100 мм из нержавеющей стали, длиной $L = 365$ м. Насосы 4МС-10 подают воду в напорный бак, создающий статическое давление на обратный клапан $H_{ст} = 353$ м вод. ст. Вода к насосам подводится из

городского водопровода с подпором 20—30 м вод. ст. Расход воды, подаваемый насосом, измерялся объемным способом. Давление определяли тремя датчиками ДС-1, установленными: первый — у обратного клапана насоса, второй — на отметке +140,0, третий — на всасывающей стороне насоса. Осциллограммы давления, зафиксированные в трех точках датчиками $Д_1$, $Д_2$ и $Д_3$ при пуске и остановке насоса, приведены на рис. 34.

Поскольку измерениями установлено $v_0 = 2$ м/с, $a = 1270$ м/с, то

$$J = 357 + \frac{1270 \cdot 2{,}0}{9{,}81} = 357 + 257 = 514.$$

По данным измерений наибольшее ударное давление оказалось равным: при пуске 357+87=444 м вод. ст., при остановке — 357+ +110=467 м вод. ст.

Опытами, проведенными с насосами и напорными водоводами, работающими в самых различных условиях, показано, что давление при гидравлических ударах, вызванных остановкой насосов, не превышает значений, вычисленных по Н. Е. Жуковскому, а часто не достигает этих величин.

Следует отметить, что расчеты гидравлического удара, вызванного остановкой насоса путем отключения подачи электроэнергии, в нашей стране выполняются на ЭВМ по методике, разработанной ВНИИ ВОДГЕО и Гипроводхозом [5]. Аналогичные расчетные схемы приняты за рубежом: Стритер, Грей, Евангелисти, Вуд, Танахаси Такахико и Касахара Эйжи и др.

Как уже указывалось, этим расчетным схемам присущ один общий недостаток: задача рассматривается как одноразмерная, потери напора на гидравлическое трение учитываются по Дарси — Вейсбаху как сосредоточенные в отдельных узлах.

Когда потери напора на трение невелики по сравнению со статическими напорами и водоводы имеют почти горизонтальный профиль, например системы водоснабжения доменных цехов, расчеты гидравлического удара в значительной мере могут быть упрощены.

В таком случае принимаем за исходное известное уравнение:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n_0^2}{n T_a} \frac{N_n}{N_0}. \qquad (90)$$

Для его решения необходимо выразить зависимость мощности N_n от числа оборотов n. Обозначим:

n_0 — номинальная частота вращения насосного агрегата; T_a — механическая постоянная времени агрегата, равная $\omega_0 \theta / M_0$, где $\omega_0 = 2\pi n_0/60$; $\theta = GD^2/4g$ — маховой момент электропривода, увеличенный на 10—15% за счет учета махового момента рабочего коле-

са насоса; M_0 — момент сопротивления при работе насоса на закрытую задвижку при $n=n_0$; N_0 — мощность при $n=n_0$ и $Q=0$.

Зависимость $N_n=f(n)$ может быть найдена из рассмотрения трех уравнений.

Первое из них определяется заданием поля характеристик насосного агрегата N_n—Q_n, которое приближенно может быть выражено зависимостью:

$$N_n = N_0\left[\left(\frac{n}{n_0}\right)^3 + k_1\frac{Q_n}{Q_p}\right],\quad k_1 = \frac{N_p - N_0}{N_0}, \tag{91}$$

где N_p и Q_p — мощность и расход, определяющие рабочий режим насосного агрегата при $n=n_0$.

Второе уравнение определяется заданием поля характеристик насоса Q_n—H_n, которое для центробежных насосов представляет собой семейство парабол, приближенно описываемых зависимостью:

$$H_n = H_0\left[\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 - k_2\left(\frac{Q_n}{Q_p}\right)^2\right];\quad k_2 = \frac{H_0 - H_p}{H_0}, \tag{92}$$

где H_0 — напор насоса при работе на закрытую задвижку; H_p — рабочий напор, определяемый характеристиками $Q-H$ насоса и $Q-H$ трубопровода при стационарном режиме работы, $n=n_0$.

Третьим уравнением является ударная характеристика трубопровода, дающая связь между расходом и напором при неустановившемся движении жидкости в трубе:

$$H_n = H_p - \frac{a}{\omega g}(Q_p - Q_n). \tag{93}$$

Приближенное аналитическое решение указанной системы уравнений приводит к равенству:

$$N_n \approx N_0\left[\left(\frac{n}{n_0}\right)^3 + k_1\left(\frac{n}{n_0}\right)^2\right]. \tag{94}$$

Подставляя (94) в исходное уравнение (90), получим:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n(n + k_1 n_0)}{n_0 T_a}. \tag{95}$$

Проинтегрируем выражение (95) при условии: $n=n_0$, когда $t=0$, $t<t_\Phi$, где $t_\Phi=2l/a$ — фаза колебания давления; в результате получим:

$$n = \frac{k_1 n_0}{(1 + k_1)\exp k_1 t/T_a - 1}. \tag{96}$$

Выражение (96) описывает «кривую выбега» насосного агрегата с момента отключения подачи электро-

энергии до подхода отраженной волны скорости и давления. По формуле (96) получается более крутой фронт волны гидравлического удара, чем по формуле, рекомендуемой в работе [4].

Изменение расхода у насоса в интервале $0<t<t_{\Phi}$ может быть определено по приближенной зависимости:

$$Q(t) \approx Q_{\text{р}} \left(\frac{n}{n_0}\right)^2. \tag{97}$$

Величина напора у насоса определяется согласно выражениям (93) и (97).

Последующие отраженные волны скорости и давления $t>t_{\Phi}$ будут уменьшать подачу насоса и его момент сопротивления, а следовательно, кривая выбега будет уположиваться.

Не приводя промежуточных выкладок и сделанных допущений, запишем уравнение (90) для произвольного интервала времени $mt_{\Phi}<t<(m+1)t_{\Phi}$, $m=1, 2, 3\ldots$, — порядковый номер фазы колебаний:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{n_0 T_{\text{а}}}\left[n + k_1 n_0 \left(1 - \Delta Q_m/\overline{Q}_m\right)\right]; \tag{98}$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta Q_m &= Q_{m-1} - Q_m; \\ \overline{Q}_m &= Q_m - \Delta Q_m. \end{aligned}\right\} \tag{99}$$

Решая уравнение (98) при условии $n=n_m$, когда $t=mt_{\Phi}$, где n_m предполагается определенным при последовательных вычислениях от фазы к фазе, найдем значения $n=f(t)$ внутри выбранного интервала, после чего может быть построена полная кривая выбега до остановки насоса.

Расход в рассматриваемом интервале времени определится выражением (97), а напор у насоса — по формуле (93).

Применение указанного метода расчета остановки насосного агрегата позволяет сократить время счета по сравнению с методикой, изложенной в работе [4].

2. ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПУСКЕ НАСОСОВ НА ОТКРЫТУЮ ЗАДВИЖКУ

Вопрос о возможности пуска насосов на открытую напорную задвижку долгое время являлся дискуссионным, несмотря на то что в практике эксплуатации было немало случаев, когда такой пуск успешно осуществлялся.

Основным аргументом тех, кто считал такой пуск недопустимым, был чрезмерный нагрев обмоток двигателей, а также опасность скачка давления, возникающего при этом в напорном трубопроводе.

Конец этой дискуссии был положен исследованиями, проведенными в 1961 г. одним из авторов данной работы [31].

Исследования показали, что пуск насосов на открытую задвижку и заполненный трубопровод обычно опасности не представляет, если трубопровод имеет некоторую длину (0,5 км и более) и тем более противодавление. В этом случае при включении двигателя насосный агрегат некоторое время работает на упругую водяную пробку. Вода подается лишь в количестве, необходимом для заполнения объема, образующегося вследствие сжатия жидкости и расширения стенок трубы, причем этот объем возникает не сразу по всей трубе, а постепенно, по мере распространения упругой волны со скоростью a.

Таким образом, пускаемый насосный агрегат нагружается не сразу, а постепенно. Обычно насосный агрегат успевает полностью набрать номинальную скорость вращения за время пробега упругой волны до резервуара и возвращения ее обратно к насосу. Пуск насосного агрегата на открытую задвижку не затягивается, как это представлялось многим, и бросок тока (обычно семикратный относительно номинального рабочего) если и нагревает обмотки, то в допустимых пределах.

Противодавление (статический напор) еще в большей степени облегчает условия пуска насосного агрегата, приближая их к условиям пуска на закрытую задвижку. Таким образом, вопреки существовавшему мнению, наиболее безопасен пуск насосов, работающих на длинные напорные водоводы, а не на короткие.

Рассмотрим решение задачи о неустановившемся режиме течения воды в напорной линии при пуске насосного агрегата на открытую задвижку. За исходные принимаем уравнения:

$$\left.\begin{aligned} H_n &= H_0\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 - k_n Q_n^2\ ; \\ H_n &= H_{ст} + a\,Q_n/\omega\, g. \end{aligned}\right\} \qquad (100)$$

Решением уравнения (100) относительно $Q_n \geqslant 0$ является выражение:

$$Q_n = \frac{-a/\omega g + \sqrt{(a/\omega g)^2 - 4k_n[(n/n_0)^2 H_0 - H_{ст}]}}{2k_n}, \quad (101)$$

в котором $Q_n=0$ при $(n/n_0)^2 H_0 < H_{ст}$. Это значит, что до открытия обратного клапана рабочая точка насоса скользит по оси ординат вверх, согласно закону пропорциональности.

В выражении (101) под радикалом стоит неизвестная величина — отношение $(n/n_0)^2$. Изменение частоты вращения агрегата во времени $n=f(t)$ зависит от асинхронного пускового момента электропривода $M_a(t)$, махового момента, момента сопротивления $M_c(t)$, напряжения на зажимах двигателя $V(t)$ и ряда других факторов.

В общем случае зависимость $n=f(t)$ нелинейна; однако, по данным совместных исследований ВНИИ ВОДГЕО, ЦЭМП и ВНИИЭ, для большого ряда насосных агрегатов (около 40) она столь близка к линейной, что без больших погрешностей может быть принято

$$n/n_0 \approx t/t_p. \quad (102)$$

Время разгона насосного агрегата в выражении (102) может быть подсчитано по приближенной зависимости

$$t_p \approx \frac{T}{V^2 \overline{M}_a - \overline{M}_c}, \quad (103)$$

где $T \approx \frac{1{,}15\, G D^2 n^2}{365\, N}$; N — кажущаяся мощность на зажимах двигателя; V — напряжение, отнесенное к номинальному; $\overline{M}_a$ и $\overline{M}_c$ — среднедействующие во время пуска асинхронный момент электрической машины и момент сопротивления агрегата:

$$Q_n = \frac{-a/\omega g + \sqrt{(a/\omega g)^2 - 4k_n[H_0 (t/t_p)^2 - H_{ст}]}}{2k_n}; \quad (104)$$

$$H_n = H_0 (t/t_p)^2 - k_n Q^2 (t).$$

В том случае, когда поле характеристик Q_n—H_n насоса задано, определение коэффициента k_n не представляет трудностей.

Если же задана характеристика насоса Q—H только при номинальной частоты вращения, приближенно можно принять:

$$k_n \approx k_2 = \frac{H_0 - H_p}{Q_p^2}. \quad (105)$$

Чем выше статический напор в трубопроводе, тем меньшую ошибку в вычислениях по формуле (105) мы

допускаем, так как согласно ГОСТ 6134—58, можно считать $k_н = \text{const}$ при частоте вращения насоса $0{,}5n_0 \leqslant n \leqslant n_0$.

Выше было принято $t_р \geqslant t_ф$; это значит, что спустя время $t = t' + t_ф$, где t' — момент открытия обратного клапана, к насосу подойдет отраженная волна скорости и давления:

$$Q_2 = \frac{-a/\omega g + \sqrt{(a/\omega g)^2 + 4k_2\left\{H_0[t/(t_р + t_ф)]^2 - H_{ст}\right\}}}{2k_2}; \quad (106)$$

$$H = H_{ст}$$

Таким образом при $(t' + t_ф) < t < t_р$ суммарный расход у насоса $Q = Q_1 + 2Q_2$, напор $H = H_0(t/t_р)^2 - -k_2(Q_1 + 2Q_2)^2$; значение Q_1 определяется по формуле (104).

Расход $2Q_2$, увеличивая суммарную подачу насоса, сдвигает рабочую точку последнего по характеристике $Q_н — H_н$ вправо.

При $t = t_р$

$$\left.\begin{aligned} Q(t_р) &= \frac{1}{2k_2}\left[-a/\omega g + \sqrt{(a/\omega g)^2 + 4k_2(H_0 - H_{ст})}\right] + 2SQ_i; \\ H &= H_0 - k_2 Q^2(t_р), \quad i = 1, 2, 3. \end{aligned}\right\} \quad (107)$$

На рис. 35 приведены результаты расчета по изложенному методу. Сопоставление с осциллограммой давления на рис. 34 показывает, что общий характер явления описан правильно.

3. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В НАПОРНЫХ ВОДОВОДАХ ПРИ САМОЗАПУСКЕ НАСОСНЫХ АГРЕГАТОВ С СИНХРОННЫМИ ДВИГАТЕЛЯМИ

Наиболее характерная картина колебаний давления в напорных водоводах насосных станций возникает в тех случаях, когда насос останавливается вследствие отключения электроэнергии.

Современные насосные станции обычно оборудуют следующими системами энергетической автоматики:

а) системой автоматического повторного включения (АПВ), обеспечивающей быстрое включение линии передач, трансформаторов и двигателей после короткого замыкания и сработки защиты;

б) системой автоматического включения резерва (АВР), обеспечивающей быстрое включение резервной

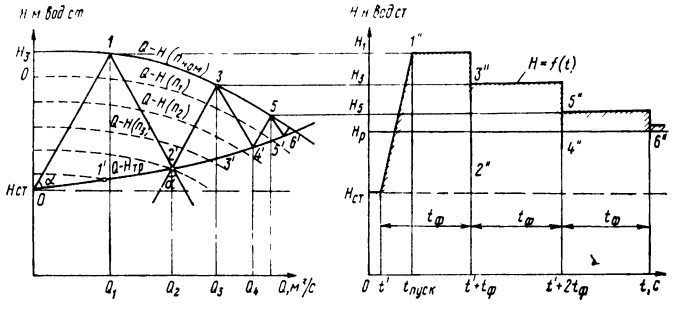


Рис. 35. К расчету неустановившегося гидравлического режима при пуске насоса

линии питания, резервных двигателей и прочего оборудования.

При наличии этих систем намного повышается надежность работы насосных станций, исключается возможность отключения энергии на длительное время. В соответствующих условиях и при наличии специальных устройств системы АПВ и АВР в короткое время обеспечивают самозапуск двигателей насосов. Неустановившиеся гидравлические режимы в напорных водоводах, возникающие при кратковременном перерыве подачи воды насосом, также влияют на возможность самозапуска двигателей. Особую сложность представляет самозапуск синхронных двигателей, которые могут легко выпадать из синхронизма.

Авторы данной работы принимали участие в ряде экспериментальных исследований самозапуска мощных синхронных электродвигателей на насосных станциях металлургических заводов, проводившихся Центроэнергочерметом и НИИ Электроэнергетики.

Прежде всего рассмотрим комплекс явлений, сопутствующих автоматическому самозапуску насосного агрегата.

В момент аварийного отключения электроэнергии, подаваемой синхронному электроприводу ($N \geqslant 1000$ кВт), возникает бросок тока, и напряжение в электросети падает. При уменьшении частоты вращения насосный агрегат продолжает свое вращение по инерции, при этом снижаются его производительность и напор.

Возникшие в напорном водоводе у насоса возмущения скорости движения жидкости и давления (гидравлический удар) распространяются по трубопроводу в виде упругих продольных волн. Прямые и отраженные волны скорости и давления вступают во взаимодействие, в связи с чем при неблагоприятных условиях могут возникнуть значительные по амплитудам колебания давления в сети водоснабжения — гидравлический удар.

Величина давления при гидравлическом ударе зависит от продолжительности перерыва в подаче электроэнергии, поэтому, с точки зрения гидравлики, чем меньше продолжительность перерыва, тем меньшие могут быть амплитуды колебания давления в трубопроводах. С другой стороны, для облегчения работы линий электропередачи время, необходимое для срабатывания схем АПВ или АВР, желательно по возможности увеличивать. Оптимальное время срабатывания АПВ и АВР следует определять соответствующим расчетом, основанным на изучении переходных процессов как в электросетях, так и в напорных водоводах для каждого конкретного случая.

В наших экспериментальных исследованиях время перерыва в подаче электроэнергии было ограничено интервалом $0{,}7<t<5$ с. За это время частота вращения насосного агрегата (а также его производительность) снижалась почти на 50%. При большем снижении частоты вращения могли возникнуть значительные колебания давления, что было опасно для действующих производственных водоводов ответственных объектов металлургических заводов.

В момент подключения электроэнергии возникают бросок тока, усугубленный нагрузкой насоса, работающего на открытую задвижку, а также соответствующий спад напряжения в электросети.

Скачок тока в цепи статора и ротора синхронного двигателя вызывает быстрый нагрев ее обмоток, а также увеличение электромагнитных сил их взаимодействия, что может быть опасным для целостности электропривода. Подача возбуждения в данном случае ухудшает и без того тяжелый режим работы синхронного двигателя, в связи с чем наиболее рациональным в этой ситуации является гашение поля ротора.

Трансформаторной ЭДС, наведенной в цепи ротора со стороны бегущих электромагнитных полей статора,

оказывается достаточно для того, чтобы увеличить частоту вращения агрегата, доведя ее до подсинхронного режима.

Увеличение частоты вращения насосного агрегата является причиной формирования волны повышенного давления, распространяющейся по сети водоснабжения вслед за предыдущей волной пониженного давления.

В случае пуска насоса на заполненный водовод при открытой задвижке в течение некоторого времени насос работает на упругую гидравлическую пробку. В это время его производительность определяется степенью сжатия жидкости и растяжения стенок трубопровода, а давление близко к тому, которое развивает насос при работе на закрытую задвижку.

В рассматриваемом случае автоматического самозапуска скачок уплотнения жидкости возникает не при нулевом, а некотором расходе, подаваемом насосным агрегатом к моменту повторного включения электроэнергии.

В связи с указанным величина повышения давления у насоса в момент выхода агрегата на подсинхронный режим работы будет меньше давления, развиваемого насосом при работе на закрытую задвижку, но несколько больше номинального давления $H_{з.з} > H > H_{р}$.

Если бы насосный агрегат по достижении подсинхронной частоты вращения затем плавно вышел на нормальный режим работы, то потребовалось бы лишь проанализировать переходный режим движения жидкости в системе водоснабжения.

В реальных же условиях для введения двигателя в синхронизм необходимо подать электроэнергию в цепь ротора, причем иногда лучшие результаты дает форсировка возбуждения.

Момент подачи возбуждения определяется продолжительностью хода агрегата в асинхронном режиме. Не останавливаясь на подробностях, следует отметить, что в лучшем случае переход с подсинхронного на синхронный режим работы происходит достаточно быстро (в течение долей секунды), в худшем случае асинхронный режим работы агрегата, который может продолжаться до 10 с*, заканчивается отключением электроэнергии системой защиты двигателя.

---

* Максимальное время асинхронного хода машины определяется кратностью тока (по отношению к номинальному), качеством изоляции обмоток и другими факторами.

В период асинхронного режима работы агрегата в высоковольтной цепи статора возникают нежелательные биения тока и напряжения, а также неустойчивость круговой частоты вращения насосного агрегата. При совпадении частоты изменения скорости вращения насоса с собственной частотой упругих колебаний жидкости в водоводе возможен резонанс ударных волн, что особенно опасно для чугунных труб.

При повторном (окончательном) отключении подачи электроэнергии насосному агрегату (работающему на открытую задвижку) могут возникнуть недопустимые повышения давления в сети водоснабжения*. Указанное явление может быть усугублено (или ослаблено) интерференцией волн гидравлического удара.

Описанные явления, сопутствующие автоматическому самозапуску насосного агрегата, как видим, достаточно наглядно отражают все те трудности, с которыми приходится сталкиваться в процессе внедрения подобных схем автоматики на насосных станциях. О каком-либо одном из общих теоретических решений задачи пока говорить не приходится, поэтому накопление экспериментального материала является важным этапом решения проблемы.

Рассмотрим результаты опытов с самозапуском насосных агрегатов на насосных станциях системы водоснабжения одного металлургического комбината.

Исследования проводились на системе, состоящей из трех насосных станций, расположенных на различном расстоянии одна от другой.

Насосная станция № 1 оборудована тремя насосными агрегатами, один из которых всегда находится в рабочем состоянии. Насосы вертикальные 28В-12, производительностью $Q=3960$ м³/ч при напоре $H=52$ м вод. ст. Двигатели синхронные типа ВДС-213-20-10, мощностью $N=820$ кВт, частота вращения $n_0=600$ об/мин.

Параллельно с насосной станцией № 1 работала насосная станция № 2. Эксперименты проводились в то время, когда на насосной станции № 2 в работе находился насосный агрегат с насосом 20 НДс, $Q=2700$ м³/ч, $H=39$ м вод. ст. с асинхронным двигателем типа А-12-52-8, мощностью $N=400$ кВт, с частотой вращения $n_0=735$ об/мин.

---

* Этот случай характерен для работы насосного агрегата на выделенный водовод достаточной протяженности.

Связь между насосными станциями № 1 и 2 осуществлялась по двум водоводам диаметрами 1200 и 800 мм.

Насосная станция № 3 оборудована четырьмя насосными агрегатами: насосы типа 32-12М, производительностью $Q=7800$ м³/ч, напор $H=59$ м вод. ст. Двигатели синхронные типа ВДС-215-41-12, мощностью $N=1600$ кВт, $n_0=500$ об/мин. Длина водовода от насосной станции № 3 до врезки в магистраль, на которую работают станции № 1 и 2, около 9 км, диаметр $d=1200$ мм.

Эксперименты на насосной станции № 1 выполнялись в таком порядке: если опыты проводились на насосном агрегате № 1, то насосный агрегат № 2 находился в режиме работы на закрытую задвижку. В случае возможной остановки агрегата № 1 открытие напорной задвижки насоса № 2 было подготовлено. Такая мера предосторожности была вызвана необходимостью непрерывной подачи воды на объект.

На рис. 36 показаны осциллограммы силы тока статора I_c, частоты вращения n и напора на коллекторе H при пуске насосного агрегата на закрытую задвижку. Время пуска агрегата на закрытую задвижку составило 13,7 с.

Затем был проведен опыт с перерывом в подаче электроэнергии в течение 1,6 с и автоматическим повторным включением электродвигателя (рис. 37). За это время насосный агрегат потерял 23% скорости (частота вращения снизилась с 600 до 465 об/мин) и 30% напора (давление уменьшилось с 36 до 25 м вод. ст.).

Некоторое снижение напора в коллекторе ниже рабочего на момент проведения эксперимента (с 48 до 36 м вод. ст.) было вызвано частично прикрытой задвижкой у действующего насоса. Указанная мера предосторожности была принята для облегчения работы агрегата при переходе с подсинхронного режима работы двигателя на синхронный. Следует отметить, что последующие эксперименты проводились при полностью нагруженном насосном агрегате.

В момент подачи электроэнергии (спустя 1,6 с) наблюдается семикратный бросок тока статора, который существует в течение ~ 14 с. Асинхронный ход двигателя сопровождается биением тока статора падающей частоты (верхняя осциллограмма). Низкочастотные биения тока при асинхронном ходе двигателя вызывают не-

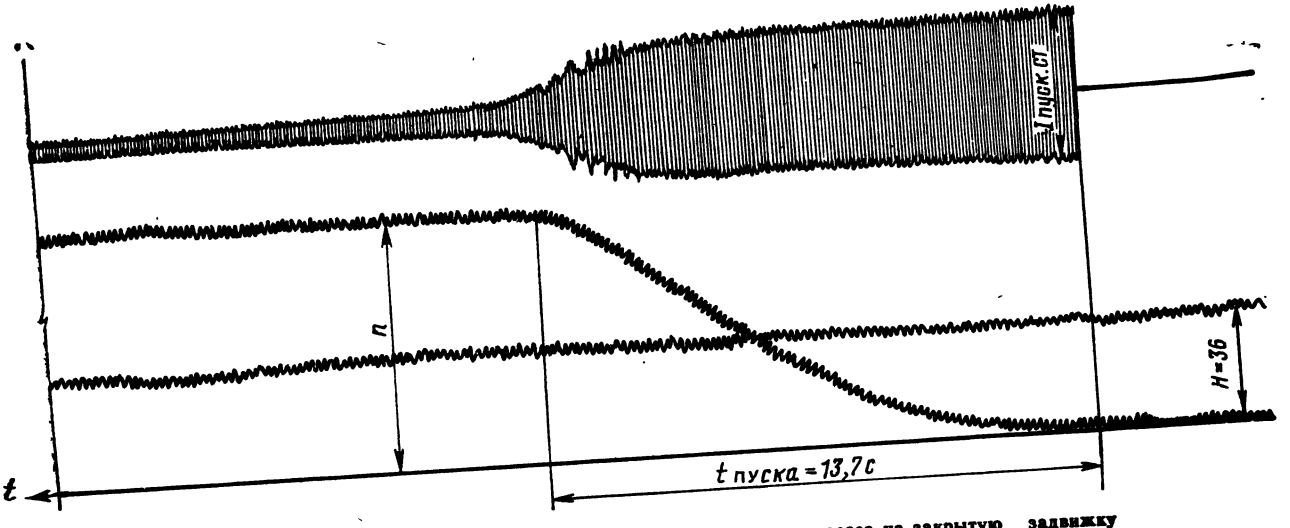


Рис. 36. Осциллограммы тока статора, частоты вращения и напора при пуске насоса на закрытую задвижку

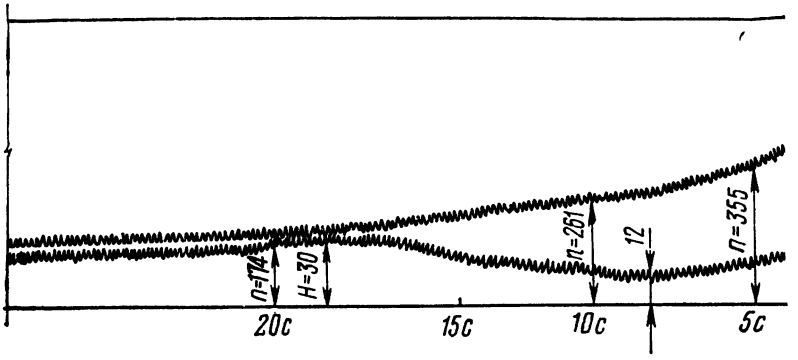


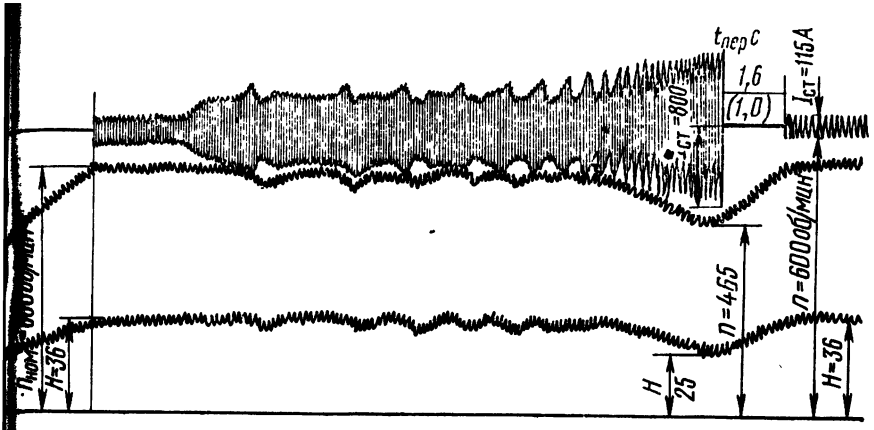
Рис. 37. Осциллограмма переходного режима насосного агрегата после перерыва в электропитании на 1,6 с и его автоматического повторного включения

устойчивость круговой частоты вращения насосного агрегата, что, как уже указывалось, приводит к циклическому изменению давления в напорной линии. Амплитуда этих колебаний невелика и для стального сварного трубопровода не представляет опасности. После входа двигателя в синхронизм ток статора стабилизируется, колебания давления исчезают. Отсутствие заметных колебаний давления в напорной системе обусловлено достаточной инерционностью насосного агрегата (плавность хода) и влиянием параллельной работы близкорасположенной насосной станции № 1.

При прекращении подачи электроэнергии насосному агрегату под нагрузкой (см. рис. 37) наблюдается плавное снижение давления в коллекторе почти до 30% рабочего, восстановление его происходит под действием работы насосной станции № 1, а также последующего открытия напорной задвижки на насосной станции № 2.

Имея решения задачи о гидравлическом ударе, вызванном остановкой и пуском насоса при открытой задвижке, рассмотрим переходный режим движения жидкости в трубопроводе, вызванный автоматическим самозапуском насосного агрегата.

С момента отключения электроэнергии до повторного



включения частота вращения насосного агрегата снижается до $n=0{,}5\,n_0$ по закону, приближенно описанному формулой (96). После повторного включения электроэнергии до момента выхода на подсинхронный режим изменение частоты вращения насосного агрегата и режим движения жидкости в трубопроводе описываются зависимостями (102) и (106).

Однако, если принять некоторый запас в расчетах гидравлического удара, то вычисления его наибольшей величины могут быть значительно упрощены. Например, будем считать, что в момент отключения электроэнергии насос скачком уменьшает частоту вращения от n_0 до $0{,}5\,n_0$, а спустя $t_{\text{п}}$ (время перерыва в подаче электроэнергии) — скачком достигает номинальной частоты вращения n_0; в интервале $0<t<t_{\text{п}}$ предполагается $n=0{,}5\,n_0=$ $=\text{const}$; $t_{\text{п}}<t_{\text{ф}}$.

Тогда при $t=0$:

$$\left.\begin{aligned} Q_n &= Q_{\text{р}}\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 = 0{,}25\,Q_{\text{р}};\\ H_n &= H_{\text{р}} - \frac{a}{\omega g}\,(Q_{\text{р}} - Q_n) = H_{\text{р}} - \frac{0{,}75\,a\,Q_{\text{р}}}{\omega g} \geqslant H_{\text{вс}}, \end{aligned}\right\} \quad (108)$$

где $H_{\text{вс}}$ — напор во всасывающей линии.

Возникшая волна скорости и давления распространится вдоль трубопровода, таким образом, после отражения, $H(l)=H_{ст}$, будет иметь:

$$\left.\begin{aligned} Q_2 = 0{,}25\,Q_р - \frac{\omega g}{a}\left[H_{ст} - \underbrace{\left(H_р - \frac{0{,}75\,a\,Q_р}{\omega g}\right)}_{H_2 = H_{ст}}\right] \approx -0{,}5\,Q_р; \end{aligned}\right\} \quad (109)$$

У насоса при $t=t_п$ напор и расход восстановятся до значений $H_1 \approx H_р$, $Q_1 \approx Q_р$.

Наибольшее повышение давления, которое следует ожидать при встрече указанных волн, составит:

$$H = \frac{H_р + H_{ст}}{2} + \frac{Q}{2\,\omega g}\,(Q_р - 0{,}5\,Q_р) \approx H_р + 0{,}25\,a\,Q_р/\omega g. \quad (110)$$

Зависимость (110) дает несколько завышенное значение напора, однако она может быть рекомендована для приближенного расчета при проектировании и введении в эксплуатацию схем АПВ и АВР на действующих насосных станциях, не оборудованных автоматикой.

Фактический материал, накопленный ВНИИ ВОДГЕО и Центроэнергочерметом в течение 15 лет исследований возможности безаварийного самозапуска насосных агрегатов, свидетельствует о безопасности применения схем АПВ и АВР для целостности водоводов без дополнительных средств защиты от гидравлических ударов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Чарный И. А.** Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. Гостехиздат, 1951.

2. **Oseen G. W.**, Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik, Leipzig, 1927.

3. **Мандельштам Л. И., Леонтович М. А.** ЖЭТФ, 1937, 7.

4. **Указания** по защите водоводов от гидравлического удара. М., Госстройиздат, 1961.

5. **Вишневский К. П.** Использование электронных цифровых вычислительных машин для расчета исследования процесса гидравлического удара. В кн.: Вычислительная и организационная техника в строительстве и проектировании Гипротис. М., 1965, вып. 5

6. **Смириов Д. Н., Зубов Л. Б.** Некоторые вопросы переходного режима течения вязкой жидкости в трубах. — «Труды ВНИИ ВОДГЕО», 1965, № 11.

7. **Зубов Л. Б.** Улучшение сходимости решения И. А. Чарного уравнений нестационарного турбулентного течения жидкости в трубах. — «Труды ВНИИ ВОДГЕО», 1967, № 18.

8. **Штурмии А. Б.** Определение формы начальной волны давления при разрыве трубы и изменение параметров волны по длине трубопровода. — «Труды ВНИИ ВОДГЕО», 1971, № 32.

9. **Жуковский Н. Е.** О гидравлическом ударе в водопроводных трубах. Гостехиздат, 1949.

10. **Слезкин Н. А.** Динамика вязкой несжимаемой жидкости. Гостехиздат, 1955.

11. **Бержерон Л.** От гидравлического удара в трубах до разряда в электрической сети. М., Гостехиздат. 1964.

12. **Мостков М. А. и Башкиров А. А.** Расчеты гидравлического удара. М., Госэнергоиздат, 1952.

13. **Аронович Г. В., Картвелишвили Н. А., Любимцев Я. К.** Гидравлический удар и уравнительные резервуары. М., «Наука», 1968.

14. **Смирнов Д. Н.** Исследование гидравлического удара в напорных водоводах насосных станций. В сб.: «Исследования по гидравлике водопроводных сетей и насосных станций». М., Госстройиздат, 1954.

15. **Мостовский А. Ф.** Исследования гидравлического удара в трубах при малых напорах — «Труды МИИТ», 1929, т. 1.

16. **Джваршейшвили А. Г., Кирмелашвили Г. И.** Нестационарные режимы работы систем, подающих двухфазную жидкость. Тбилиси, «Мицмисреба», 1965.

17. **Папин В. М.** ДАН СССР, 1953, т. 90 (№ 1).

18. **Папин В. М.** Определение величины гидравлического удара с учетом влияния профиля водовода. В сб.: Гидравлика сооружений и трубопроводов. Киев. Стройиздат, 1961.

19. **Мошнин Л. Ф., Тимофеева Е. Т.** Повышение давления при гидравлических ударах, сопровождающихся разрывом сплошности потока. «Водоснабжение и санитарная техника», 1965, № 7.

20. **Джваршейшвили А. Г.** Датчики давления для автоматизации установок гидромеханизации. М., Госгортехиздат, 1963.

21. **Бэтчелор Г. К.** Волны сжатия в суспензии газовых пузырьков в жидкости. В кн. Современные проблемы и методы гидромеханики, Международный симпозиум в Тарде (Польша), 1967.

22. **Буниатян Б. Л.** О скорости распространения волны давления гидравлического удара в отсасывающих трубах. Изд. АН Арм. ССР, 1959, 12, (№ 3).

23. **Джваршейшвили А. Г., Кирмелашвили Г. И.** Определение величины давления гидравлического удара в установках гидромеханизации. Сообщ. АН Груз. ССР, 1965, XXXIX (2).

24. **Дольников А. Э.** Ослабление звука в воде, содержащей растворенный воздух, при уменьшении давления. Изд. АН УССП, вып. 6, 1956.

25. **Ревенко В. В.** О выводе скорости звука на основании молекулярнокинетической теории. «Акустический журнал», 1959, № 2.

26. **Усаковский В. М., Либеров В. Г.** К определению скорости распространения упругой волны в водовоздушной смеси. — «Труды ВИЭСХ», т. 25, 1970.

27. **Зельдович Я. Б.** Теория ударных волн и введение в газодинамику. Изд. АН СССР, 1946.

28. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М., Гостехиздат, 1957.

29. **Станюкович К. П.** Неустановившееся движение сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.

30. **Сурин А. А.** Гидравлический удар в трубопроводах и борьба с ним. М., Трансжелдориздат, 1946.

31. **Смирнов Д. Н.** Пуск насосов при открытой задвижке на напорной линии. «Водоснабжение и санитарная техника», 1962, № 2.

32. **Смирнов Д. Н., Зубов Л. Б.** Экспериментальные исследования гидравлического удара, сопровождающегося кавитацией потока. «Труды ВНИИ ВОДГЕО», 1972, № 13.

33. **Дикаревский В. С.** Исследования гидравлических ударов в трубопроводах с учетом потерь энергии. — «Труды ЛИИЖТа» 1971, № 321.

34. **Натанзон М. С.** Вынужденные разрывные колебания жидкости в трубопроводах. Изв. АН СССР, «Механика», 1965, № 2.

35. **Смирнов Д. Н.** Фактические данные о гидравлическом ударе в трубопроводе значительной длины. «Гидротехническое строительство», 1952, № 9.

36. **Дикаревский В. С.** О продолжительности вакуума в месте образования прямого гидравлического удара в трубопроводе с разрывом сплошности потока. В сб.: «Материалы 22-й научно-технической конфер. Лен. ин-та инж. ж.-д. трансп.». 1969.

37. **Смирнов Д. Н., Зубов Л. Б.** О максимальном повышении давления при гидравлическом ударе с разрывом сплошности потока в горизонтальном трубопроводе. Труды ВНИИ ВОДГЕО», 1968, № 21.

38. **Зубов Л. Б.** Максимально возможное повышение давления в трубопроводе. «Строительство трубопроводов», 1974, № 8.

39. **Baltzer R. A.** «Trans. ASME», 1967, D 89, № 4.

40. **Streeter V. L., Lai C.** «Proc. ASCE», 1962, 88, № 3.

ОГЛАВЛЕНИЕ

		Стр.
	Предисловие	3
Глава I **Неустановившееся движение сплошного потока жидкости в водоводе**	1. Уравнение движения капельной жидкости в трубопроводе	4
	2. Методы решения уравнений неустановившегося напорного движения реальной жидкости	10
	3. Решение задачи о распространении скачка скорости и давления в полуограниченном трубопроводе	13
	4. Сопоставление аналитических решений задачи распространения скачка возмущения в магистральном водоводе с результатами экспериментов	21
	5. Решение задачи прямого гидравлического удара в водоводе	26
Глава II **Гидравлический удар, сопровождающийся кавитацией потока жидкости**	1. Состояние вопроса о гидравлическом ударе, сопровождающемся разрывом сплошности потока	31
	2. Методика проведения экспериментов на опытной установке ВНИИ ВОДГЕО	35
	3. Результаты экспериментальных исследований на опытной установке ВНИИ ВОДГЕО	40
	4. Результаты экспериментальных исследований на других опытных установках	59
	5. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных	82
	6. Математическая модель гидравлического удара кавитирующего потока жидкости в горизонтальном трубопроводе	88

Стр.

Глава III
Неустановившееся движение жидкостей в действующих напорных водоводах насосных станций

1. Исследования колебаний давления при остановке насоса на открытую задвижку 98
2. Исследования колебаний давления при пуске насосов на открытую задвижку 108
3. Гидравлический удар в напорных водоводах при самозапуске насосных агрегатов с синхронными двигателями 111

Список литературы 121

ДМИТРИЙ НИКОЛАЕВИЧ СМИРНОВ
ЛЕОНИД БОРИСОВИЧ ЗУБОВ

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В НАПОРНЫХ ВОДОВОДАХ

Научный редактор А. В. Мишуев
Редакция литературы по инженерному оборудованию
Зав. редакцией И. П. Скворцова
Редактор Н. А. Хаустова
Мл. редактор В. И. Шигина
Оформление обложки художника Ю. И. Смурыгина
Технический редактор Н. В. Высотина
Корректоры Е. Н. Кудрявцева, И. В. Медведь

Сдано в набор 5/VI 1975 г.
Подписано к печати 20/X 1975 г.
Т-14763 Формат 84×108 1/32 д. л. Бумага типографская № 2. 6,72 усл. печ. л. (уч. изд. 6,55 л.)
Тираж 2.500 экз Изд. № AVIII—4679.
Зак. 495. Цена 44 коп.

Стройиздат
103006, Москва, Каляевская ул., д. 23а

Подольская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
г. Подольск, ул. Кирова, д 25

Таблица соотношений между некоторыми единицами физических величин, подлежащими изъятию, и единицами СИ

Наименование величины	Единица				Соотношение единиц
	подлежащая изъятию		СИ		
	наименование	обозначение	наименование	обозначение	
Сила; нагрузка; вес	килограмм-сила	кгс	ньютон	Н	1 кгс ~ 9,8 Н ~ 10 Н
	тонна-сила	тс			1 тс ~ $9{,}8 \cdot 10^3$ Н ~ 10 кН
	грамм-сила	гс			1 гс ~ $9{,}8 \cdot 10^{-3}$ Н ~ 10 мН
Линейная нагрузка	килограмм-сила на метр	кгс/м	ньютон на метр	Н/м	1 кгс/м ~ 10 Н/м
Поверхностная нагрузка	килограмм-сила на квадратный метр	кгс/м²	ньютон на квадратный метр	Н/м²	1 кгс/м² ~ 10 Н/м²
Давление	килограмм-сила на квадратный сантиметр	кгс/см²	паскаль	Па	1 кгс/см² ~ $9{,}8 \cdot 10^4$ Па ~ ~ 10^5 Па ~ 0,1 МПа
	миллиметр водяного столба	мм вод. ст.			1 мм вод. ст. ~ 9,8 Па ~ 10 Па
	миллиметр ртутного столба	мм рт. ст.			1 мм рт. ст. ~ 133,3 Па

Продолжение

Наименование величины	Единица				Соотношение единиц
	подлежащая изъятию		СИ		
	наименование	обозначение	наименование	обозначение	
Механическое напряжение Модуль продольной упругости; модуль сдвига; модуль объемного сжатия	килограмм — сила на квадратный миллиметр килограмм — сила на квадратный сантиметр	кгс/мм² кгс/см²	паскаль	Па	1 кгс/мм² ~ 9,8·10⁶ Па ~ ~ 10⁷ Па ~ 10 МПа 1 кгс/см² ~ 9,8·10⁴ Па ~ ~ 10⁵ Па ~ 0,1 МПа
Момент силы; момент пары сил	килограмм — сила — метр	кгс·м	ньютон-метр	Н·м	1 кгс·м ~ 9,8 Н·м ~ 10 Н·м
Работа (энергия)	килограмм — сила — метр	кгс·м	джоуль	Дж	1 кгс·м ~ 9,8 Дж ~ 10 Дж
Количество теплоты	калория килокалория	кал ккал	джоуль	Дж	1 кал ~ 4,2 Дж 1 ккал ~ 4,2 кДж
Мощность	килограмм — сила — метр в секунду лошадиная сила калория в секунду килокалория в час	кгс·м/с л. с. кал/с ккал/ч	ватт	Вт	1 кгс·м/с ~ 9,8 Вт ~ 10 Вт 1 л. с. ~ 735,5 Вт 1 кал/с ~ 4,2 Вт 1 ккал/ч ~ 1,16 Вт

Таблица соотношений между некоторыми единицами физических

Продолжение

Наименование величины	Единица				Соотношение единиц
	подлежащая изъятию		СИ		
	наименование	обозначение	наименование	обозначение	
Удельная теплоемкость	калория на грамм — градус Цельсия	кал/(г·°С)	джоуль на килограмм-кельвин	Дж/(кг·К)	1 кал/(г·°С ~ ~ $4{,}2 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К)
	килокалория на килограмм — градус Цельсия	ккал/(кг·°С)			1 ккал/(кг·°С) ~ ~4,2 кДж/(кг·К)
Теплопроводность	калория в секунду на сантиметр — градус Цельсия	кал/(с·см·°С)	ватт на метр-кельвин	Вт/(м·К)	1 кал/(с·см·°С) ~ ~ 420 Вт/(м·К)
	калория в час на метр — градус Цельсия	ккал/(ч·м·°С)			1 ккал/(ч·м·°С) ~ ~ 1,16 Вт/(м·К)
Коэффициент теплообмена (теплоотдачи); коэффициент теплопередачи	калория в секунду на квадратный сантиметр — градус Цельсия	кал/(с·$см^2$·°С)	ватт на квадратный метр-кельвин	Вт/($м^2$·К)	1 кал/(с·$см^2$·°С) ~ ~ 42 кВт/($м^2$·К)
	килокалория в час на квадратный метр — градус Цельсия	ккал/(ч·$м^2$·°С)			1 ккал/(ч·$м^2$·°С) ~ ~ 1,16 кВт/($м^2$·К)