

П2-51  
X-69

В. Ф. ХОДАКОВ

# ГИДРАВЛИКА В ПОЖАРНОМ ДЕЛЕ

ВЫСШАЯ ШКОЛА МОП РСФСР • МОСКВА • 1965

Доцент В. Ф. ХОДАКОВ

# ГИДРАВЛИКА В ПОЖАРНОМ ДЕЛЕ

Учебное пособие

*Одобрено кафедрой пожарной техники и связи*



НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
И РЕДАКЦИОННО-ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ

Москва — 1965

81990 81890

42



**Владимир Федорович Ходаков**  
**ГИДРАВЛИКА В ПОЖАРНОМ ДЕЛЕ**

Редактор **В. П. Перевалюк**  
Обложка художника **З. Д. Егоровой**  
Технический редактор **Э. П. Чурова**  
Корректоры **М. Д. Акифьева, К. И. Патарецкая**

---

Сдано в набор 16 апреля 1965 г.  
Формат бумаги 60×92<sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
Л 51191

Тираж 3250

Подписано к печати 22 января 1966 г.  
Печ. л. 12,75  
Цена 42 коп.

Уч.-изд. л. 9,2  
Зак. 3518

---

Типография им. Воровского

---

## ВВЕДЕНИЕ

Гидравлика (от греческих слов «хюдор» — вода и «аулос» — труба) — инженерная наука, изучающая законы относительного покоя и движения жидкостей и разрабатывающая способы рационального использования этих законов в практической деятельности человека.

Фундаментом гидравлики являются точные, математически строгие основные законы, полученные в гидромеханике. Опираясь на эти законы, гидравлика разрабатывает практические расчетные зависимости, которые можно легко и просто использовать для расчета гидравлических машин и механизмов, расчета движения и покоя жидкости. Вот почему гидравлику делят на две части: основы гидромеханики и практическую гидравлику. В свою очередь гидромеханика состоит из гидростатики и гидродинамики. Гидростатика — это раздел гидромеханики, изучающий законы покоя жидкости (статика в переводе с греческого — покой); гидродинамика — раздел гидромеханики, изучающий законы движения жидкости (динамика в переводе с греческого — движение).

В настоящее время гидравлика превратилась в обширную область ряда наук, занимающихся изучением законов покоя и движения жидкостей и газов и применением этих законов при расчетах и эксплуатации технических сооружений, механизмов и машин. Так, в гидравлику составной, но в то же время самостоятельной частью входит речная гидравлика, которая изучает законы формирования русел рек, имеющие огромное практическое значение при проектировании и эксплуатации речных портов, гидроузлов, каналов, при спрямлении рек и организации нормального плавания речных судов. В связи с развитием нефтяной промышленности развилась обширная область гидравлики — нефтепромысловая гидравлика, занимающаяся изучением вопросов залегания и перемещения нефти в недрах земли, транспортирования нефти по трубопроводам, перекачки нефти насосами и др.

В последнее время на стыке некоторых наук (гидравлики, теории механизмов автоматического управления, гидравлических машин) развилась новая отрасль гидравлики — теория и конструкция гидропривода. С помощью гидропривода упрощается управление сложными машинами и сооружениями, морскими судами, экскаваторами, самолетами и ракетопланами.

Во многих областях техники гидравлика занимает одно из ведущих мест. В качестве примера можно привести гидротехнику. Строительство гидротехнических сооружений (портов, каналов, гидроэлектростанций и т. д.), в огромных масштабах проводимое в СССР, было бы невозможно без развития гидравлики как науки. Успехи в области гидравлики позволили построить и приступить к строительству гигантских гидроэлектростанций мощностью 2—5 и более млн. кВт.

Большое применение гидравлика находит в пожарном деле. Пожарные работники сталкиваются с задачами транспортирования воды по трубам или в емкостях, создания дальнобойных и распыленных водяных струй, с вопросами эксплуатации и выбора типа пожарных насосов, строительства и эксплуатации источников водоснабжения (водоемов, пожарных резервуаров, водопроводных сетей) и с многими другими вопросами.

Первые работы по пожарной гидравлике появились в конце прошлого столетия. Это работы Фримана, Люгера, Зимина и др. Зимин был выдающимся русским ученым-инженером в области водоснабжения. Под его руководством была проделана большая работа по составлению проектов использования водопроводов в городах России для целей пожаротушения. Зимин изобрел первый в России надежный пожарный гидрант, известный под названием пожарного гидранта московского типа.

В 1938 г. в СССР был открыт Центральный научно-исследовательский институт противопожарной обороны (ЦНИИПО), явившийся центром научно-исследовательских работ в самых различных областях пожарного дела, в том числе и в области пожарной гидравлики. Под руководством крупнейшего специалиста в области гидравлики и водоснабжения профессора В. Г. Лобачева были проведены крупные исследования по гидравлике пожарных струй, по экономическому расчету водопроводных сетей и другим вопросам. В. Г. Лобачев приблизил гидравлику как науку к практике пожарного дела.

---

## Глава I

### ОСНОВЫ ГИДРОСТАТИКИ

#### § 1. Основные физические свойства жидкостей

Жидкостью называется вещество, характеризующееся большой подвижностью частиц и малым сцеплением между ними.

Различают два рода жидкостей:

- а) капельные жидкости;
- б) газы.

Основное различие между капельными жидкостями и газами заключается в том, что капельные жидкости, помещенные в сосуд, образуют свободную поверхность. Газы же заполняют весь предоставленный им объем без образования свободной поверхности. Кроме того, газы очень легко изменяют свой объем при сжатии и растяжении.

К капельным жидкостям относятся вода, керосин, расплавленный металл и др.

Для работников пожарной охраны наибольшее практическое значение имеет изучение законов гидравлики капельных жидкостей.

Прежде чем перейти к рассмотрению физических свойств жидкости, остановимся на системах единиц измерения, принятых в гидравлике.

До настоящего времени в гидравлике использовалась техническая система единиц. В качестве основных единиц в ней принимались метр (*м*), килограмм-сила (*кг*) и секунда (*сек*).

Согласно ГОСТ 9867-61 в народном хозяйстве и в учебных заведениях с 1 января 1963 г. рекомендуется применять международную систему единиц СИ\*. В этой системе за основные единицы приняты метр (*м*), килограмм-масса (*кг*), секунда (*сек*). Единица силы в ней — Ньютон (*н*) — производная и равна силе, которая телу

\* СИ—SI—The International System of Units—System International.

массой 1 кг сообщает ускорение 1 м/сек<sup>2</sup>. Соотношение между единицами измерения 1 кГ и Ньютон (н) — 1 кГ = 9,81 н.

В данной книге в основном используется техническая система единиц, однако при рассмотрении основных определений и положений гидравлики указываются единицы измерения их в системе СИ и соотношение между единицами измерения.

**Объемным (удельным) весом жидкости  $\gamma$**  называется вес единицы объема жидкости. Объемный вес однородной жидкости определяется делением веса жидкости  $G$  на объем  $V$

$$\gamma = \frac{G}{V}. \quad (1)$$

Например, объемный вес воды равен 1000 кГ/м<sup>3</sup>, или 1 Т/м<sup>3</sup>, так как 1 м<sup>3</sup> воды весит 1 Т, или 1 000 кГ.

Таким образом, размерность объемного веса будет:

$$[\gamma] = \frac{[G]}{[V]} = \frac{\text{кГ}}{\text{м}^3} = \text{м}^{-3}\text{кГ};$$

в системе СИ:

$$[\gamma] = \frac{[mg]}{[V]} = \frac{\text{кгм}}{\text{сек}^2\text{м}^3} = \text{м}^{-2}\text{кгсек}^{-2} = \frac{\text{н}}{\text{м}^3} = \text{м}^{-3}\text{н}.$$

**Плотностью жидкости  $\rho$**  называется отношение массы  $m$  однородной жидкости к ее объему  $V$

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (2)$$

Но так как

$$m = \frac{G}{g},$$

где

$g$  — ускорение силы тяжести, равное 9,81 м/сек<sup>2</sup>,

то:

$$\rho = \frac{G}{Vg} = \frac{\gamma}{g}.$$

Отсюда легко найти и размерность плотности

$$[\rho] = \frac{\text{кгсек}^2}{\text{м}^3\text{м}} = \text{м}^{-4}\text{кгсек}^2.$$



в системе СИ

$$[\rho] = \frac{\kappa\text{г}}{\text{м}^3} = \text{м}^{-3}\kappa\text{г}.$$

Величины объемного веса  $\gamma$  и плотности  $\rho$  для некоторых жидкостей приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Жидкость	$\gamma$		$\rho$	
	Техническая система $\text{м}^{-3}\kappa\Gamma$	СИ $\text{м}^{-3}\text{н}$	Техническая система $\text{м}^{-4}\kappa\Gamma\text{сек}^2$	СИ $\text{м}^{-3}\kappa\text{г}$
	Соотношение между единицами: $1 \kappa\Gamma/\text{м}^3 = 9,81 \text{ н}/\text{м}^3$		Соотношение между единицами: $1 \kappa\Gamma\text{сек}^2/\text{м}^4 = 9,81 \kappa\text{г}/\text{м}^3$	
Вода . . . . .	1 000	9 810	102	1 000
Бензин . . . . .	700 ÷ 750	6 870 ÷ 7 350	71,4 ÷ 76,5	700 ÷ 750
Керосин . . . . .	820 ÷ 830	8 040 ÷ 8 150	83,7 ÷ 84,6	820 ÷ 830
Мазут . . . . .	890 ÷ 940	8 720 ÷ 9 220	91,0 ÷ 95,6	892 ÷ 939
Нефть . . . . .	850 ÷ 900	8 320 ÷ 8 840	86,8 ÷ 92,0	851 ÷ 902
Ртуть . . . . .	13 600	133 200	1 390	1 362
Пенообразова- тель:				
ПО-1 . . . . .	1 120 ÷ 1 130	11 000 ÷ 11 900	114 ÷ 115	1 119 ÷ 1 129
ПО-2 . . . . .	1 100 ÷ 1 150	11 800 ÷ 11 290	112 ÷ 118	1 100 ÷ 1 158

**Сжимаемость жидкости** характеризуется коэффициентом объемного сжатия  $\beta_c$ , выражающим относительное изменение объема жидкости  $V$  при изменении давления  $p$  на  $1 \kappa\Gamma/\text{м}^2$

$$\beta_c = \frac{1}{V} \frac{dV}{dp}, \quad (3)$$

$$[\beta_c] = \frac{\text{м}^2}{\kappa\Gamma} = \text{м}^2\kappa\Gamma^{-1};$$

в системе СИ

$$[\beta_c] = \frac{\text{м}^2}{\text{н}} = \frac{\text{м}^2\text{сек}^2}{\kappa\text{гм}} = \text{м}\kappa\text{г}^{-1}\text{сек}^2.$$

Сжимаемость воды очень невелика. Так, при давлениях до 500 атм и обыкновенной температуре для воды средняя величина  $\beta_c$

$$\beta_c = \frac{1}{20\,000} \frac{\text{см}^2}{\text{кг}};$$

в системе СИ

$$\beta_c = \frac{1}{2\,040\,000\,000} \frac{\text{м}^2}{\text{н}},$$

т. е. при изменении давления вокруг некоторого объема воды на 1 атм объем его изменится на  $\frac{1}{20\,000}$  часть, поэтому в большинстве случаев практики сжимаемостью воды пренебрегают.

Сжимаемость жидкости приходится учитывать при изучении явлений, происходящих при резком изменении расходов воды в трубопроводах, что приводит к так называемому гидравлическому удару.

Часто применяют величину, обратную коэффициенту объемного сжатия, так называемый модуль объемной упругости  $K$

$$K = \frac{1}{\beta_c},$$

$$[K] = \frac{\text{кг}}{\text{м}^2} = \text{м}^{-2} \text{кг};$$

в системе СИ

$$[K] = \frac{\text{н}}{\text{м}^2} = \frac{\text{кгм}}{\text{сек}^2 \text{м}^2} = \text{м}^{-1} \text{кгсек}^{-2}.$$

Для воды среднее значение модуля упругости

$$K = 200\,000\,000 \text{ кг/м}^2, \quad K = 2 \cdot 10^8 \text{ кг/м}^2;$$

в системе СИ

$$K = 2\,040\,000\,000 \text{ н/м}^2, \quad K = 20,4 \cdot 10^8 \text{ н/м}^2.$$

**Вязкость и касательные напряжения в жидкости.** Касательные напряжения в жидкости проявляются только при ее деформации во время перемещения одних слоев жидкости относительно других. Движущиеся слои жидкости испытывают силу сопротивления, аналогичную силам сопротивления при скольжении твердых тел, одна-

ко в процессе образования этих сил при движении твердых и жидких тел имеются принципиальные различия. При скольжении твердых поверхностей друг по другу сила сопротивления проявляется как результат соударения отдельных выступов шероховатостей скользящих поверхностей. При скольжении жидких поверхностей сила сопротивления проявляется как результат обмена молекулами между слоями.

Свойство жидкости оказывать сопротивление скольжению слоев жидкости друг по другу называется вязкостью.

Формула для определения величины касательных напряжений имеет вид:

$$\tau = \mu \frac{du}{dn}. \quad (4)$$

Здесь  $\tau$  — касательные напряжения в  $\frac{\kappa \Gamma}{\text{м}^2}$  или в системе СИ

$$[\tau] = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \frac{\kappa \Gamma}{\text{сек}^2 \text{ м}};$$

$$\frac{du}{dn} \text{ — градиент скорости } \frac{\text{м}}{\text{сек} \cdot \text{м}} = \frac{1}{\text{сек}};$$

$\mu$  — динамический коэффициент вязкости (величина, характеризующая род жидкости).

Эта формула впервые была высказана в виде предположения (гипотезы) Ньютоном.

Размерность динамического коэффициента вязкости легко определить из формулы (4)

$$[\mu] = \frac{[\tau]}{\left[ \frac{du}{dn} \right]} = \frac{\kappa \Gamma \text{ сек}}{\text{м}^2} = \text{м}^{-2} \kappa \Gamma \text{ сек};$$

в системе СИ

$$[\mu] = \frac{\text{Н сек}}{\text{м}^2} = \frac{\kappa \Gamma}{\text{сек}^2} \frac{\text{м сек}}{\text{м}^2} = \text{м}^{-1} \kappa \Gamma \text{ сек}^{-1}.$$

В гидравлике наряду с динамическим коэффициентом вязкости часто пользуются отношением его к плотности жидкости — кинематическим коэффициентом вязкости  $\nu$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}.$$

Размерность  $\nu$  в технической системе и в системе СИ одинакова

$$[\nu] = \frac{[\mu]}{[\rho]} = \frac{\text{кгсек}}{\text{м}^2} \frac{\text{м}^4}{\text{кгсек}^2} = \text{м}^2 \text{сек}^{-1}. \quad (5)$$

Из формулы Ньютона следует, что напряжение вязкого сопротивления от давления не зависит. Коэффициент вязкости  $\mu$  зависит от температуры.

На рис. 1 приведен график, показывающий изменение кинематического коэффициента вязкости  $\nu$  воды с изменением температуры.

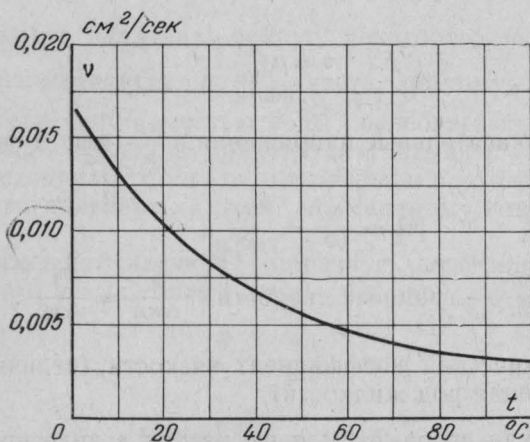


Рис. 1. Зависимость коэффициента кинематической вязкости воды от ее температуры

Заметим, что при изучении жидкости часто пользуются упрощенной ее моделью, так называемой идеальной жидкостью, под которой подразумевают жидкость, не обладающую вязкостью. Касательные напряжения в такой жидкости отсутствуют.

## § 2. Гидростатическое давление

Рассмотрим находящееся в равновесии жидкое тело (рис. 2). Если это тело разрезать на две части, одну из которых отбросить, то для равновесия оставшейся части действие отброшенной части можно условно заменить некоторой силой давления  $P$ , равной бесконечно большой сумме произведений бесконечно малых элементарных площадок  $d\omega$  поверхности разреза на величину напряжения  $p$ , действующего на эту площадку. При этом, напряжение  $p$  во всех точках площадки  $d\omega$  можно принять одинаковым, так как величина площадки бесконечно мала.

Таким образом,

$$P = \int p d\omega,$$

где  $P$  — сила давления в  $\kappa\Gamma$  (в системе СИ — в ньютонах).

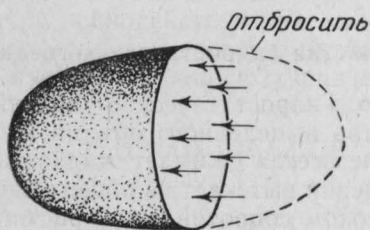


Рис. 2. Внутреннее напряжение в жидкости

Отсюда следует, что среднее напряжение  $p_{\text{ср}}$  на площади  $\omega$  равно

$$p_{\text{ср}} = \frac{P}{\omega}.$$

Выше было показано, что касательные напряжения в жидкости возникают только во время ее движения при наличии градиента скорости. Отсюда следует, что в покоящейся жидкости касательные напряжения отсутствуют и в ней проявляются только нормальные напряжения.

Нормальные напряжения в жидкости принято называть гидростатическим давлением  $p$ .

Размерность гидростатического давления

$$[p] = \frac{\kappa\Gamma}{\text{м}^2} = \text{м}^{-2}\kappa\Gamma;$$

в системе СИ

$$[p] = \frac{\text{н}}{\text{м}^2} = \frac{\kappa\text{гм}}{\text{сек}^2\text{м}^2} = \text{м}^{-1}\kappa\text{гсек}^{-2}.$$

Единица измерения давления —  $\text{н на } 1 \text{ м}^2$  — величина очень небольшая, поэтому при измерении давления технических величин удобно пользоваться величиной в тысячу раз большей — килоньютоном ( $\kappa\text{н}$ ).



В технике за единицу измерения давления часто применяют атмосферу ( $1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ ). Соотношение между атмосферой и единицей измерения давления в системе СИ —  $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$  будет

$$1 \text{ ат} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} = \frac{9,81 \text{ Н}}{10^{-4} \text{ м}^2} = 9,81 \cdot 10^4 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 98,1 \frac{\text{кН}}{\text{м}^2}.$$

### § 3. Свойства гидростатического давления

**Первое свойство.** Гидростатическое давление всегда направлено по нормали внутрь выделенного объема жидкости, т. е. гидростатическое давление всегда сжимает жидкость. Это свойство гидростатического давления вытекает из общего свойства жидкости, заключающегося в плохом сопротивлении растягивающим усилиям. Если допустить, что в жидкости гидростатическое давление направлено по наружной нормали, то вследствие неспособности сопротивляться растягивающим усилиям жидкость потеряла бы свою сплошность.

Примером потери сплошности жидкости может служить распад на отдельные капли свободнолетающих в воздухе цельных струй под действием сил сопротивления, возникающих на поверхности струи вследствие трения ее о воздух.

**Второе свойство.** Гидростатическое давление не зависит от направления площадки, на которую оно действует.

Выделим около точки  $O$  жидкости, находящейся в равновесии, бесконечно малый тетраэдр объемом  $V$  с ребрами  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$ , параллельными соответствующим осям координат (рис. 3). Масса тетра-

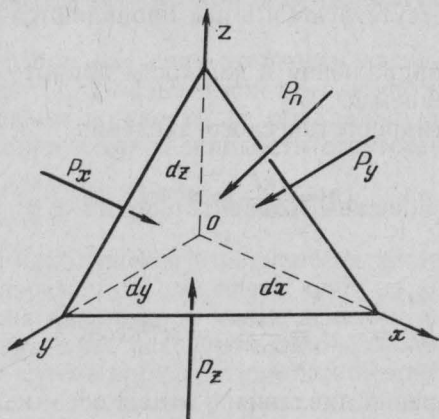


Рис. 3. Силы внутреннего давления, действующие на тетраэдр

эдра равна  $\varrho V$ . Напишем условие равновесия этого тетраэдра. На тетраэдр будут действовать два рода сил:

1. Силы давления от окружающей массы жидкости, т. е. поверхностные силы. Эти силы направлены перпендикулярно к каждой грани тетраэдра и равны  $P_x, P_y, P_z$  и  $P_n$ .

2. Массовые силы, то есть силы, пропорциональные массе рассматриваемого элемента. К таким силам относятся, например, силы тяжести. Обозначив равнодействующую массовых сил, отнесенную к единице массы жидкости, через  $F$ , а проекцию ее на оси координат через  $F_x, F_y, F_z$ , можем написать уравнения равновесия

$$P_x - P_n \cos(\widehat{nx}) + F_x \varrho V = 0. \quad (6)$$

Но учитывая, что

$$P_x = p_x \omega_x,$$

$$P_n = p_n \omega_n,$$

где  $\omega_x$  и  $\omega_n$  — площади соответствующих граней, так как

$$\omega_x = \frac{1}{2} dydz,$$

$$\omega_n \cdot \cos(\widehat{nx}) = \omega_x$$

и, имея в виду, что  $V = \frac{1}{6} dxdydz$ , перепишем уравнение (6)

$$p_x \frac{1}{2} dydz - p_n \frac{1}{2} dydz + F_x \varrho \frac{1}{6} dxdydz = 0,$$

или

$$p_x - p_n + F_x \varrho \frac{1}{3} dx = 0.$$

Переходя к пределу при  $dx \rightarrow 0$ , получим:

$$p_x = p_n.$$

Аналогично получим:

$$p_y = p_n,$$

$$p_z = p_n,$$

или

$$p_x = p_y = p_z = p_n. \quad (7)$$

Так как положение наклонной грани выбрано произвольно (а следовательно, произвольно и направление  $n$ ), то равенство (7) справедливо для всякой грани, проведенной через данную точку  $O$ , т. е. действительно давление  $p_n$  не зависит от ориентации этой грани.

#### § 4. Дифференциальные уравнения гидростатики\*

Чтобы показать, как изменяется гидростатическое давление в покоящейся жидкости при изменении координат точки, рассмотрим общий случай равновесия жидкого тела, находящегося в состоянии относительного покоя.

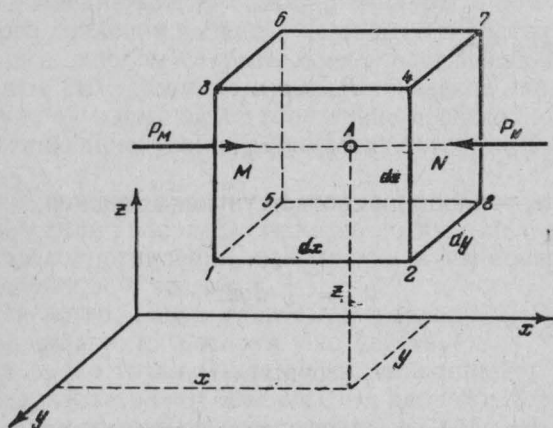


Рис. 4. Силы внутреннего давления, действующие на параллелепипед

Выделим в жидкости, находящейся в равновесии, элементарный параллелепипед (рис. 4) с ребрами  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  и центром в точке  $A$ . Рассматриваемый параллелепипед находится в равновесии под воздействием: а) поверхностных сил давления окружающей жидкости, направленных внутрь параллелепипеда нормально к его граням; б) объемных (массовых) сил, действующих на каждую частицу жидкости (силы тяжести и силы инерции переносного движения в случае относительного покоя).

Пусть  $p$  — гидростатическое давление в точке  $A$ . Составим условия равновесия для выделенного параллелепипеда, рассматривая прежде всего проекции на ось всех действующих на него сил.

\* Н. Н. Парловский. Гидравлика. Ч. I. Изд. Упр. водн. хоз. Средней Азии, 1928.

Проведем через точку  $A$  горизонтальную линию  $MN$ , пересекающую грань 1—3—6—5 в точке  $M$  и грань 2—4—7—8 в точке  $N$ . Если гидростатическое давление в точке  $A$  есть  $p$ , то в какой-либо точке, лежащей на линии  $MN$  на расстоянии  $dx$  вправо от точки  $A$ , давление изменится на  $dp$ , так что изменение давления на единицу длины будет  $\frac{dp}{dx}$ . Так как при этом переходе ко второй точке изменяется только координата  $x$ , а две другие остаются те же, что и в точке  $A$ , то вместо  $\frac{dp}{dx}$  следует писать частную производную, т. е.  $\frac{\partial p}{\partial x}$ . Теперь мы видим, что для гидростатических давлений в точках  $M$  и  $N$  соответственно можно написать

$$p_N = p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx; p_M = p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx.$$

Силы давления, действующие на эти же грани, будут равны произведениям площади граней на соответствующие гидростатические давления. Величину разности этих давлений можно записать

$$p_{M_{\text{пл.}(1-3-6-5)}} - p_{N_{\text{пл.}(2-4-7-8)}} = \\ = \left( p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dydz - \left( p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dydz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dydz. \quad (8)$$

Так как проекции сил давления на все остальные грани равны нулю, то выражение (8) и представляет проекцию на ось  $x$  всех сил, действующих на грани параллелепипеда.

Проекция объемных сил на ту же ось будет

$$q dx dy dz F_x = q F_x dx dy dz, \quad (9)$$

где  $q dx dy dz$  — масса параллелепипеда.

Сумма выражений (8) и (9) при равновесии должна быть равна нулю, т. е.

$$- \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz + q F_x dx dy dz = 0,$$

откуда

$$- \frac{\partial p}{\partial x} + q F_x = 0.$$

Точно так же получим для проекций на оси  $y$  и  $z$

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \varrho F_y = 0,$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \varrho F_z = 0.$$

Эти уравнения могут быть переписаны так:

$$\left. \begin{aligned} F_x - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ F_y - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ F_z - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В таком виде уравнения носят название дифференциальных уравнений гидростатики; они выведены Л. Эйлером в 1755 г.

Взамен трех уравнений (10) можно получить одно, для чего умножим уравнения (10) соответственно на  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  и сложим. Получим

$$F_x dx + F_y dy + F_z dz - \frac{1}{\varrho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = 0,$$

или

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \varrho (F_x dx + F_y dy + F_z dz).$$

Левая часть этого равенства представляет собой полный дифференциал и может быть обозначена через  $dp$ ; тогда дифференциальное уравнение для жидкости, находящейся в равновесии, будет иметь вид:

$$\boxed{dp = \varrho (F_x dx + F_y dy + F_z dz)} \quad (11)$$

Совокупность трех уравнений, или уравнение (11), позволяет определить закон распределения гидростатического давления —  $p$  в объеме жидкости.



## § 5. Поверхности равного давления

Поверхность в жидкости с одинаковым давлением во всех ее точках называется *поверхностью равного давления*.

Поверхность, отделяющая жидкое тело от газовой среды, называется свободной поверхностью жидкости. Во всех точках свободной поверхности давление также одинаково (в открытых сосудах это давление равно атмосферному).

Таким образом, свободная поверхность является поверхностью равного давления.

Для поверхности равного давления  $p = \text{const}$ . Так как при  $p = \text{const}$   $dp = 0$ , то из уравнения (11) следует, что уравнение поверхности равного давления будет иметь вид:

$$F_x dx + F_y dy + F_z dz = 0. \quad (12)$$

## § 6. Уравнение гидростатики для жидкости, находящейся только под действием силы тяжести.

Если на жидкость действует только сила тяжести, то общее дифференциальное уравнение покоящейся жидкости

$$dp = \rho (F_x dx + F_y dy + F_z dz)$$

может быть преобразовано в более простое.

Массовая сила (сила тяжести) проектируется только на ось  $z$ , а проекции ее на оси  $x$  и  $y$  ( $F_x$  и  $F_y$ ) равны нулю. Массовая сила есть сила, отнесенная к единице массы, т. е.

$$F_z = -\frac{mg}{m} = -g.$$

Знак минус здесь означает то, что направления оси  $z$  и вектора ускорения тяжести взаимно противоположны.

Таким образом, будем иметь

$$dp = \rho (0dx + 0dy - g dz),$$

или, подставив  $\rho g = \gamma$ ,

$$dp = -\rho g dz = -\gamma dz.$$

После интегрирования получим

$$p_1 - p_2 = -\gamma (z_1 - z_2),$$



или

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma}} \quad (13)$$

Это уравнение часто называют основным уравнением гидростатики. Его можно сформулировать следующим образом: *в одном и том же объеме однородной жидкости сумма величин  $z + \frac{p}{\gamma}$  для любой частицы жидкости одна и та же.*

Из основного уравнения гидростатики (13) можно получить формулу для определения давления в точке жидкости, находящейся на глубине  $h$  от поверхности (рис. 5). Пусть давление на поверхности жидкости  $p_0$ . Гидростатическое давление в точке 2 жидкости, находящейся на глубине  $h$  от поверхности, обозначим  $p$ .

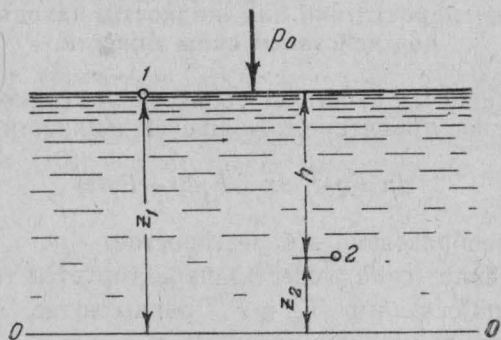


Рис. 5. Давление изменяется с изменением глубины

Можно написать

$$z_1 + \frac{p_0}{\gamma} = z_2 + \frac{p}{\gamma}.$$

Отсюда

$$p = p_0 + \gamma(z_1 - z_2).$$

Так как  $z_1 - z_2$  представляет собой глубину погружения  $h$ , то

$$\boxed{p = p_0 + \gamma h} \quad (14)$$

т. е. гидростатическое давление внутри жидкости равно давлению на поверхности жидкости и давлению от веса столба жидкости высотой  $h$ .

Из основного уравнения гидростатики следует также, что в покоей жидкости, находящейся только под действием силы тяжести, всякая горизонтальная плоскость ( $z = \text{const}$ ) является плоскостью равного давления.

В самом деле, если

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma},$$

то при  $z_1 = z_2$  будем иметь и  $\frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_2}{\gamma}$ , или  $p_1 = p_2$ .

Если на свободной поверхности жидкости действует атмосферное давление, то для простоты его исключают из рассмотрения, а уравнение гидростатики принимает еще более простой вид:

$$p = \gamma h. \quad (14a)$$

**Пример.** Определить давление  $p_0$  на поверхности воды в резервуаре, если показание ртутного дифференциального манометра  $h_p = 80$  см; присоединение манометра находится ниже уровня воды в резервуаре на  $h_m = 100$  см;  $h_0 = 60$  см (рис. 6).

**Решение.** Давления в точках 1 и 2 ртутного манометра одинаковы, так как для покоей жидкости, находящейся только под действием силы тяжести, всякая горизонтальная плоскость является плоскостью равного давления. Давление в точке 2 равно сумме давлений — атмосферному давлению на

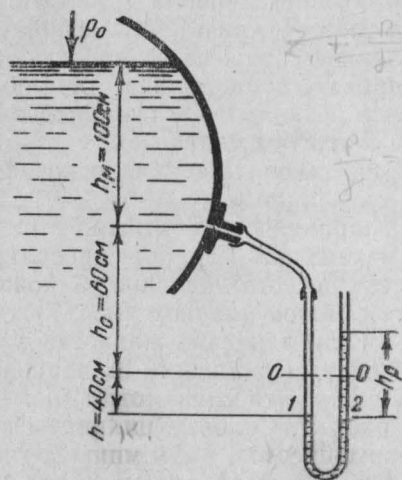


Рис. 6. Измерение давления с помощью дифференциального манометра

поверхности ртути и давлению от веса ртути в правом колене манометра и определяется по формуле (14)

$$p_2 = p_a + \gamma_p h_p.$$

Приравнивая выражения для давлений в точках 1 и 2, будем иметь

$$p_0 + \gamma_v h_v = p_a + \gamma_p h_p.$$

Откуда

$$p_0 = p_a + \gamma_p h_p - \gamma_v h_v.$$

Учитывая, что  $\gamma_v = 0,001 \text{ кг/см}^3$  и  $\gamma_p = 0,0136 \text{ кг/см}^3$ , найдем

$$p_0 = p_a + 0,0136 \cdot 80 - 0,001 \cdot 200 = p_a + 1,09 - 0,2 = (p_a + 0,89) \text{ кг/см}^2.$$

Таким образом, избыточное давление  $p$  на поверхности воды в резервуаре равно  $0,89 \text{ кг/см}^2$ .

## § 7. Закон Паскаля. Простейшие гидравлические машины

Из уравнения гидростатики

$$p = p_0 + \gamma h$$

следует, что при увеличении давления  $p_0$  на величину  $\Delta p$  гидростатическое давление  $p$  также увеличится на величину  $\Delta p$ .

Так как высказанное справедливо для любой точки жидкости, то можно сформулировать правило, известное под названием закона Паскаля: *давление в покоящейся жидкости передается во все точки с одинаковой силой без изменений.*

На использовании закона Паскаля основано устройство простейших гидравлических машин.

К простейшим гидравлическим машинам относятся такие машины, в которых в механическую работу превращается потенциальная энергия гидростатического давления. Основным элементом таких машин является *силовой цилиндр* (рис. 7). Он состоит из цилиндра с поршнем. Если давление жидкости в силовом цилиндре равно  $p$ , то сила давления  $P$  жидкости на поршень будет равна  $p\omega$ , где  $\omega$  — площадь поршня. Эта сила может быть использована для создания полезной работы. Силовые цилиндры являются основной частью гидравлических прессов, подъемников, гидроприводов.

На рис. 8 показана схема гидравлического пресса. Он состоит из двух сообщающихся между собой силовых цилиндров различного диаметра. Если на поршень малого цилиндра давить с силой

$P_1$ , то сила давления на поршень  $P_2$  определится из условия равенства давлений  $p$  в обоих цилиндрах

$$p = \frac{P_1}{\omega}.$$

Отсюда

$$P_2 = \frac{P_1}{\omega} \Omega.$$

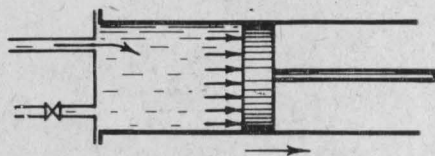


Рис. 7. Силовой цилиндр

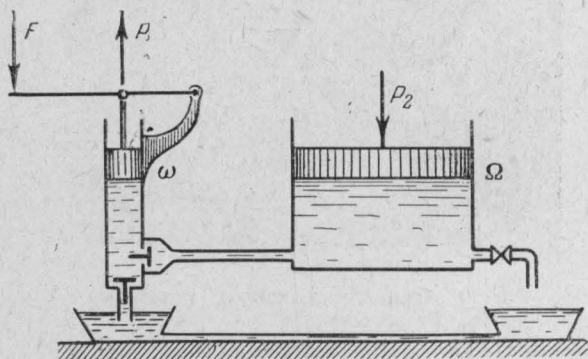


Рис. 8. Схема гидравлического пресса

**Пример.** Определить давление масла  $p$  в цилиндре гидравлического подъема пожарной лестницы (рис. 9), если диаметр поршня  $d = 120$  мм, максимальное усилие на штоке поршня  $P_{шт}$  равно 6000 кг, гидравлический коэффициент полезного действия подъемного механизма  $\eta = 0,95$ .

**Решение.** Коэффициент полезного действия цилиндра представляет собой отношение полезной работы штока  $A_{шт}$  к затраченной работе по перемещению поршня  $A_{п}$ . Так как путь  $s$  поршня и штока одинаков, то

$$\eta = \frac{A_{шт}}{A_{п}} = \frac{sP_{шт}}{sP_{п}} = \frac{P_{шт}}{P_{п}}.$$



Отсюда

$$P_{\Pi} = \frac{P_{\text{шт}}}{\eta} = \frac{6000}{0,95} = 6330 \text{ кг}.$$

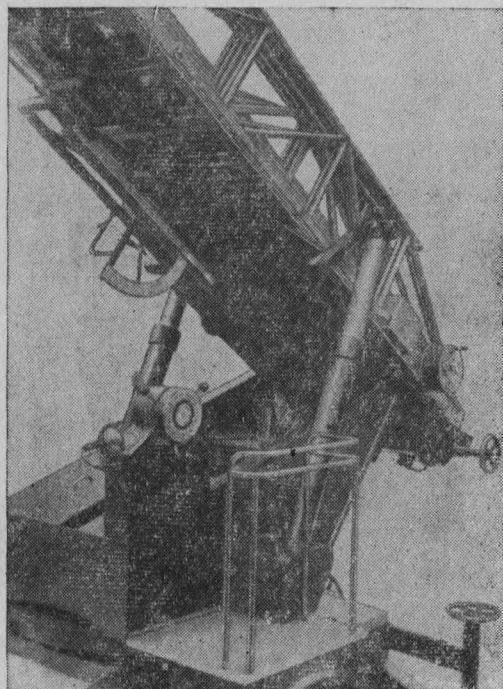


Рис. 9. Силовые цилиндры механизма подъема автомеханической лестницы

Давление масла в цилиндре

$$p = \frac{P_{\Pi}}{\omega} = \frac{6330}{\frac{\pi 12^2}{4}} = 55,5 \text{ кг/см}^2.$$

### § 8. Пьезометрическая высота (напор)

Подсоединим к закрытому сосуду с покоящейся жидкостью открытую трубку (рис. 10). Вода в трубке поднимется на некоторую высоту  $h$ , которую можно измерять, например, от плоскости равного давления, проходящей через центр отверстия в сосуде.

Определим, на какую высоту поднимется жидкость в открытой трубке, если давление жидкости на плоскости равно  $p$ .

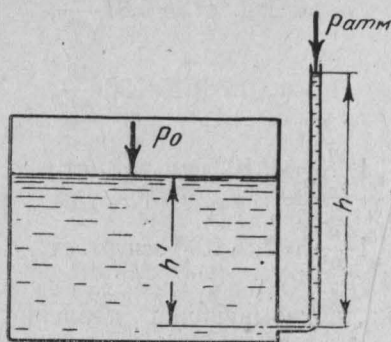


Рис. 10. Пьезометр

По формуле (14) давление в точке, находящейся на глубине  $h$ ,

$$p = p_a + \gamma h.$$

Отсюда высота подъема жидкости

$$h = \frac{p}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma} = \frac{p_{\text{изб}}}{\gamma}.$$

Таким образом, жидкость в открытой трубке поднимается на высоту, пропорциональную давлению, избыточному над атмосферным. Например, если избыточное давление в жидкости равно одной атмосфере ( $1 \text{ кг/см}^2$ ), то вода поднимается на высоту

$$h = \frac{1 \text{ кг/см}^2}{0,001 \text{ кг/см}^3} = 1000 \text{ см} = 10 \text{ м вод. ст.}$$

Отсюда делаем вывод: давление в одну атмосферу может быть создано столбом воды высотой 10 м.

В системе СИ: если избыточное давление равно одному ньюто-ну на  $1 \text{ м}^2$ , то вода поднимется на высоту

$$h = \frac{1 \text{ Н/м}^2}{1000 \text{ Н/м}^3} = 0,001 \text{ м} = 1 \text{ мм.}$$

При избыточном давлении  $1 \text{ кН/м}^2$

$$h = 1 \text{ м вод. ст.}$$

Отсюда легко получить другие соотношения

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 9,81 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2};$$

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 133 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2};$$

$$1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 0,102 \text{ мм вод. ст.};$$

$$1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$$

Открытая трубка, показывающая давление в метрах столба жидкости, называется пьезометром, а высота, на которую поднимается жидкость в пьезометре, — пьезометрической высотой, или пьезометрическим напором.

Давление в метрах столба жидкости, или пьезометрический напор, обозначается  $\frac{p}{\gamma}$ .

## § 9. Вакуум

Если давление в сосуде меньше атмосферного (разряжение), то говорят, что в нем вакуум.

Вакуум измеряется как разность между атмосферным давлением  $p_a$  и фактическим (абсолютным) давлением  $p$  и обозначается через  $p_{\text{вак}}$

$$p_{\text{вак}} = p_a - p. \quad (15)$$

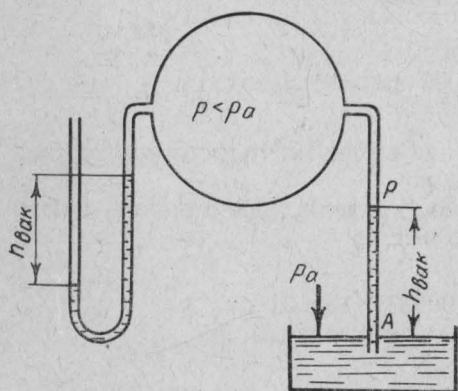


Рис. 11. Вакуумметры

Таким образом, вакуум есть недостаток абсолютного давления до атмосферного.

Если из сосуда с вакуумом отвести трубку и опустить ее в сосуд с жидкостью (рис. 11), то жидкость в трубке под действием атмосферного давления поднимется на некоторую высоту  $h_{\text{вак}}$ , называемую вакуумметрической высотой. Высота подъема воды в трубке как раз и равна величине вакуума, выраженного в метрах столба жидкости. Действи-

тельно, для точки  $A$ , лежащей в пьезометрической трубке на высоте, соответствующей высоте воды в открытом сосуде, давление равно атмосферному  $p_a$ .

Можно написать

$$p_a = p + \gamma h_{\text{вак.}}$$

Откуда

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_a - p}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p}{\gamma}, \quad (16)$$

а это и показывает, что жидкость поднялась как раз на высоту вакуума в сосуде, выраженного в метрах столба жидкости.

## § 10. Диаграмма давлений

Что представляет собой абсолютное давление, избыточное давление и вакуум, можно наглядно показать на диаграмме давлений (рис. 12).

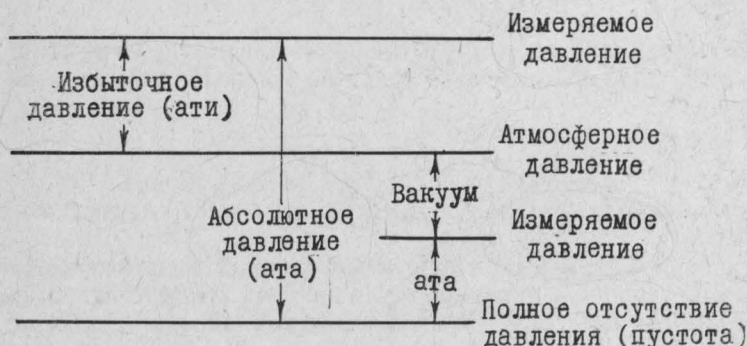


Рис. 12. Диаграмма давлений

**Пример.** Определить абсолютное давление во всасывающей линии насоса, если показание вакуумметра  $h_{\text{ва}} = 500$  мм рт. ст.

**Решение.** Абсолютное давление в миллиметрах ртутного столба равно разности между атмосферным давлением (обычно принимается равным 760 мм рт. ст.) и вакуумом (равным 500 мм рт. ст.), т. е.  $h = 760 - 500 = 260$  мм рт. ст.

Так как

$$h = \frac{p}{\gamma},$$

то

$$p = \gamma_{\text{рт.}} \cdot h_{\text{рт.}} = 0,0136 \cdot 260 = 0,354 \text{ кг/см}^2.$$

## § 11. Удельная потенциальная энергия. Гидростатический напор

Выясним физический (энергетический) смысл основного уравнения гидростатики. Пусть масса частицы в точке  $A$  равна  $m$ . Вес ее будет равен  $mg$ . Находясь в точке  $A$  на высоте  $z$ , измеряемой от некоторой плоскости сравнения  $O—O$ , частица  $m$  обладает потенциальной энергией, равной произведению веса ее на высоту, то есть

$$mgz.$$

Если над точкой  $A$  установить трубку, то взятое количество жидкости массой  $m$  под влиянием давления  $p$  может подняться по трубке еще на высоту  $h'' = \frac{p}{\gamma}$ , то есть частица жидкости, находясь под давлением  $p$ , обладает дополнительной энергией, равной  $mg h'' = mg \left( \frac{p}{\gamma} \right)$ . Таким образом, полный запас потенциальной энергии, которой обладает количество жидкости массой  $m$

$$mgz + mg \frac{p}{\gamma} = mg \left( z + \frac{p}{\gamma} \right).$$

Потенциальная энергия, отнесенная к единице веса жидкости, называется удельной потенциальной энергией. Она будет равна

$$z = \frac{p}{\gamma}.$$

Удельную потенциальную энергию называют гидростатическим напором  $H$  [м].

Основное уравнение гидростатики вследствие этого можно выразить так: *удельная потенциальная энергия (гидростатический напор) жидкости во всех ее точках имеет одинаковую величину.*

## § 12. Сила давления жидкости на плоские фигуры

До сих пор мы рассматривали давление в точке. Определим теперь давление на плоскую поверхность.

Задача определения давления жидкости на плоскую фигуру сводится к нахождению двух величин:

- 1) величины силы давления;
- 2) точки приложения силы давления, или центра давления.

Пусть плоская фигура площадью  $\omega$  наклонена к горизонту под некоторым углом  $\alpha$  (рис. 13). Различные точки такой площади, находясь на разных глубинах, испытывают различное давление.

На рис. 13 плоскость фигуры изображена в виде жирной черты. Она перпендикулярна к плоскости чертежа. Справа от чертежа фи-



гура показана в развернутом виде. Поворот сделан вокруг оси  $a-a$ .  $A-A$  — линия уреза воды после поворота.

Для определения силы давления на фигуру разобьем площадь ее произвольным образом на бесконечно малые площадки  $d\omega$ . Тогда сила давления на фигуру будет равна сумме давлений на элементарные площадки. Гидростатическое давление в каждой точке элементарной площадки можно считать одинаковым и равным  $p$ .

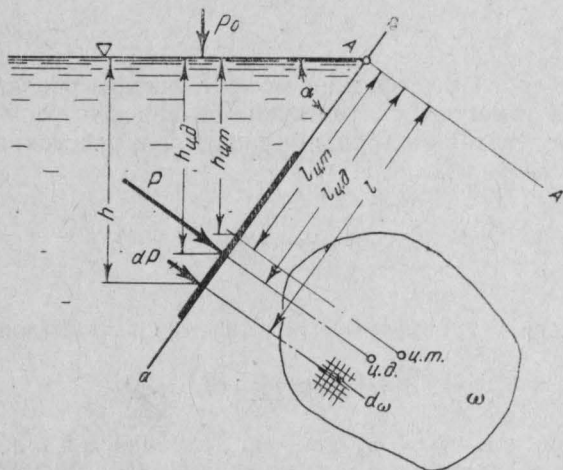


Рис. 13. Давление жидкости на плоскую фигуру

Сила давления  $dP$  на элементарную площадку определится так:

$$dP = p d\omega = (p_0 + \gamma h) d\omega.$$

Но

$$h = l \sin \alpha.$$

Тогда

$$dP = (p_0 + \gamma l \sin \alpha) d\omega.$$

Просуммировав значения элементарных давлений по всей площади фигуры, найдем значение полной силы давления  $P$

$$P = \int_{\omega} (p_0 + \gamma l \sin \alpha) d\omega = p_0 \int_{\omega} d\omega + \gamma \sin \alpha \int_{\omega} l d\omega. \quad (17)$$

Первый интеграл представляет собой площадь фигуры  $\omega$

$$\int_{\omega} d\omega = \omega.$$

Второй интеграл

$$\int_{\omega} l d\omega$$

представляет собой статический момент фигуры относительно уреза воды. Как известно, статический момент фигуры относительно оси равен произведению площади фигуры на расстояние от оси до центра тяжести фигуры, т. е.

$$\int_{\omega} l d\omega = l_{ц.т.} \omega.$$

Подставляя в уравнение (17) значения интегралов, получим

$$P = p_0 \omega + \gamma \sin \alpha l_{ц.т.} \omega.$$

Но так как  $\sin \alpha l_{ц.т.} = h_{ц.т.}$ , где  $h_{ц.т.}$  глубина погружения центра тяжести фигуры, то окончательно получим:

$$P = (p_0 + \gamma h_{ц.т.}) \omega. \quad (18)$$

Выражение, заключенное в скобки, представляет собой давление в центре тяжести фигуры:

$$p_0 + \gamma h_{ц.т.} = p_{ц.т.}$$

Следовательно, уравнение (18) можно написать в виде:

$$\boxed{P = p_{ц.т.} \omega} \quad (19)$$

Таким образом, сила давления на плоскую фигуру равна площади этой фигуры, умноженной на гидростатическое давление в центре тяжести ее.

Определим теперь точку приложения силы давления  $P$  на плоскость фигуры, при этом давление на поверхности жидкости учитывать не будем. Эта точка называется *центром избыточного давления*. Координату центра давления обозначим через  $l_{ц.д.}$

Воспользуемся известным положением теоретической механики: момент равнодействующей относительно оси равен моменту составляющих сил относительно той же оси. Для нашего случая это положение выразится более конкретно: момент силы давления  $P$  относительно уреза воды равен сумме моментов составляющих сил давлений  $dP$ , действующих на элементарные площадки фигуры также относительно уреза воды, т. е.

$$Pl_{ц.д} = \int_{\omega} l dP.$$

Но так как

$$dP = \gamma h d\omega$$

и

$$h = l \sin \alpha,$$

то

$$Pl_{ц.д} = \gamma \int_{\omega} l^2 \sin \alpha d\omega = \gamma \sin \alpha \int_{\omega} l^2 d\omega.$$

Здесь значение интеграла представляет собой момент инерции фигуры относительно уреза воды. Обозначив его через  $I_x$ , получим

$$Pl_{ц.д} = \gamma \sin \alpha I_x,$$

или

$$l_{ц.д} = \frac{\gamma \sin \alpha I_x}{P}. \quad (20)$$

Так как

$$P = \gamma h_{ц.т} \omega$$

и

$$h_{ц.т} = l_{ц.т} \sin \alpha,$$

то

$$l_{ц.д} = \frac{\gamma \sin \alpha I_x}{\gamma l_{ц.т} \sin \alpha \omega} = \frac{I_x}{l_{ц.т} \omega}. \quad (21)$$

Эту формулу можно преобразовать, воспользовавшись тем, что момент инерции  $I_x$  относительно произвольной оси, параллельной центральной, определяется по формуле

$$I_x = I_0 + \omega l_{ц.т.}^2$$

где  $I_0$  — момент инерции смоченной площади относительно оси, проходящей через центр тяжести фигуры.

Тогда получим:

$$l_{ц.д.} = l_{ц.т.} + \frac{I_0}{\omega l_{ц.т.}} \quad (22)$$

Уравнение (22) показывает, что центр давления от сил давления самой жидкости всегда расположен ниже центра тяжести на величину  $\frac{I_0}{\omega l_{ц.т.}}$  (считая по наклону стенки).

**Пример.** Круглая труба водовыпуска диаметром  $d$ , равным 1,0 м, закрыта наклонной крышкой (рис. 14). Угол наклона крышки  $\alpha$  по отношению к урезу воды равен  $60^\circ$ . Ось водовыпуска находится на глубине 2,0 м. Определить силу давления и центр давления воды на крышку.

**Решение.** Так как любое наклонное сечение цилиндра представляет собой эллипс, то задача сводится к определению силы давления и центра давления на плоскую фигуру в виде эллипса.

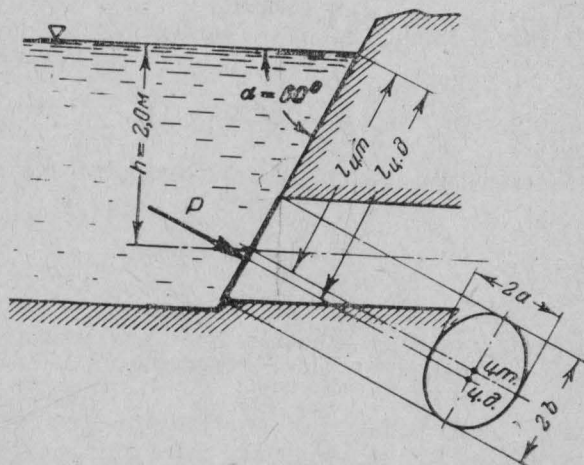


Рис. 14. Давление на крышку водовыпуска

Определим полуоси эллипса  $a$  и  $b$ .  
Из рис. 14 видно

$$a = \frac{d}{2} = \frac{1,0}{2} = 0,5 \text{ м};$$

$$b = \frac{d}{2 \cdot \cos 30^\circ} = \frac{1,0}{2 \cdot 0,87} = 0,575 \text{ м}.$$

Для определения силы давления  $P$  и центра давления  $l_{ц.д}$  используем формулы (19) и (22).

Получим:

$$P = \gamma h_{ц.т} \omega = 1 \cdot 2,0 \cdot \pi \cdot 0,575 \cdot 0,5 = 1,8 \text{ Т};$$

$$l_{ц.д} = l_{ц.л} + \frac{I_0}{l_{ц.т} \omega}.$$

Расстояние до центра тяжести эллипса

$$l_{ц.т} = \frac{h_{ц.т}}{\cos 30^\circ} = \frac{2,0}{0,87} = 2,3 \text{ м}.$$

Так как момент инерции эллипса

$$I_0 = \frac{\pi ab^3}{4},$$

то

$$l_{ц.д} = 2,3 + \frac{\pi ab^3}{4 \cdot 2,3 \pi ab} = 2,3 + \frac{0,575^2}{4 \cdot 2,3} = 2,3 + 0,035 = 2,335 \text{ м}.$$

Таким образом, центр давления находится ниже центра тяжести фигуры на 3,5 см.

### § 13. Эпюры гидростатического давления

Эпюрой гидростатического давления называется графическое изображение распределения гидростатического давления в плоскости фигуры.

Для построения эпюры необходимо воспользоваться уравнением распределения гидростатического давления с изменением глубины

$$p = \gamma h.$$

С геометрической точки зрения эта формула представляет собой уравнение прямой линии. Для построения прямой линии доста-



точно знания положения двух ее точек. В точке  $A$ , например, давление на плоскую фигуру равно нулю, так как  $h=0$  (рис. 15). В точке  $B$  давление равно  $\gamma h$ . Давление нормально к поверхности. Отложим перпендикулярно к плоскости фигуры вектор  $EB$ , равный  $\gamma h$ . Тогда, соединив концы векторов (точки  $A$  и  $E$ ) прямой, получим графическое изображение распределения гидростатического давления на плоскую фигуру в виде треугольника.

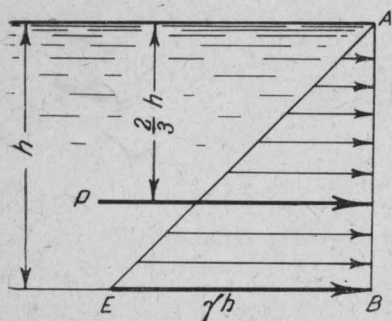


Рис. 15. Эпюра гидростатических давлений на вертикальную плоскую поверхность

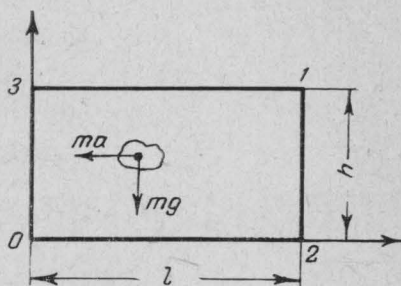


Рис. 16. Силы, действующие в жидкости автоцистерны

**Пример.** Автоцистерна, имея начальную скорость  $v_0 = 60$  км/час, останавливается на расстоянии 20 м. Построить эпюры давления на боковые стенки бака автоцистерны, полностью заполненного водой и имеющего размеры: длина  $l = 2$  м, ширина  $b = 1,2$  м, высота  $h = 1,0$  м. Определить силу, которая стремится сдвинуть бак.

**Решение.** Воспользуемся общим дифференциальным уравнением гидростатики

$$dp = \rho(F_x dx + F_y dy + F_z dz).$$

На жидкость в баке (рис. 16) действуют массовые силы: сила тяжести  $mg$  и сила инерции  $ma$ . Сила инерции появилась вследствие торможения цистерны с замедлением  $a$ .

Соответственно этим силам массовые силы, отнесенные к единице массы, будут:

$$F_x = -\frac{ma}{m} = -a; F_y = 0; F_z = -g.$$

Подставляя полученные значения в дифференциальное уравнение, получим:

$$dp = \rho(-a dx - g dz) = -\rho a dx - \rho g dz = -\rho a dx - \gamma dz,$$

или после интегрирования

$$p - p_0 = -\rho a (x - x_0) - \gamma (z - z_0).$$

В последнем уравнении  $p$ ,  $x$  и  $z$  — текущие координаты, а  $p_0$ ,  $x_0$  и  $z_0$  — известные значения этих координат в некоторой точке, так называемые начальные координаты.

В нашем примере можно найти точку с известными начальными координатами. Такой точкой является точка  $I$ . Так как при торможении вся жидкость вследствие инерции будет стремиться переместиться в сторону движения, то в точке  $I$  давление будет равно атмосферному, т. е. избыточное давление в точке  $I$  будет равно нулю

$$p_0 = 0.$$

Подставив значения начальных координат

$$p_0 = 0; \quad x_0 = l, \quad z_0 = h$$

в уравнение, будем иметь

$$p - 0 = -\rho a(x - l) - \gamma(z - h),$$

или

$$p = -\frac{\gamma}{g}a(x - l) - \gamma(z - h).$$

Это и есть уравнение распределения давлений в цистерне. Для расчета по этой формуле остается определить величину  $a$ .

Известно, что пройденный телом путь  $s$ , ускорение  $a$  и время  $t$  связаны между собой соотношениями:

$$s = v_0 t - \frac{at^2}{2}$$

и

$$v_0 = -at.$$

Отсюда

$$t = \frac{v_0}{a}$$

и

$$s = -v_0 \frac{v_0}{a} + \frac{av_0^2}{2a^2} = -\frac{v_0^2}{2a}.$$

Тогда замедление  $a$  будет равно

$$a = \frac{v_0^2}{2s} = \left( \frac{60 \cdot 1000}{3600} \right)^2 \frac{1}{2 \cdot 20} = 6,9 \text{ м/сек}^2.$$

Таким образом, расчетная формула при размерности — тонна, метр, секунда — будет иметь вид:

$$p = -\frac{1}{9,81} 6,9 (x-2) - 1 (z-1,0),$$

или

$$p = -0,704 (x-2) - (z-1,0).$$

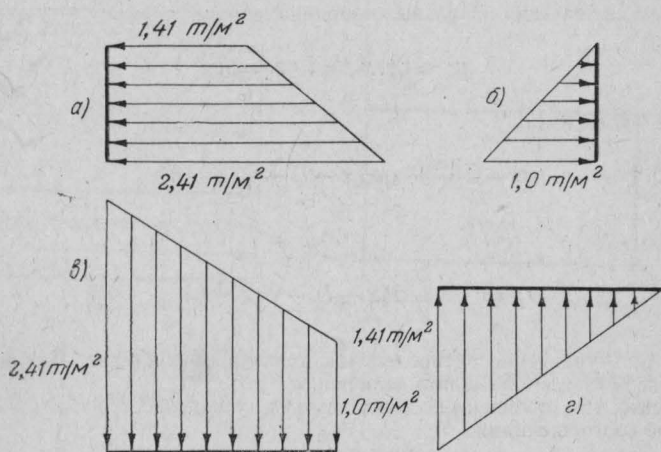


Рис. 17. Эпюры давлений на стенки автоцистерны  
а — эпюра давлений на переднюю стенку (0—3); б — эпюра давлений на заднюю стенку (1—2); в — эпюра давлений на дно (0—2); г — эпюра давлений на крышку (3—1)

Определим давление в отдельных точках цистерны.

Точка 2; ( $x=2, z=0$ )

$$p_2 = -0,704 (2-2) - (0-1,0) = 1,0 \text{ T/m}^2.$$

Точка 0; ( $x=0, z=0$ )

$$p_0 = -0,704 (0-2) - (0-1,0) = 2,41 \text{ T/m}^2.$$

Точка 3; ( $x=0, z=1,0$ )

$$p_3 = -0,704 (0-2) - (1,0-1,0) = 1,41 \text{ T/m}^2.$$

По найденным значениям давлений строятся эпюры давлений (рис. 17). Сдвигающая сила равна:

$$F = ma = qVa = 0,102 \cdot 2,4 \cdot 6,9 = 1,69 \text{ T}.$$

В рассмотренном примере дан расчет цистерны на статическое давление. Однако более опасно динамическое давление, возникающее в том случае, когда цистерна не совсем наполнена водой. В этом случае при торможении автоцистерны возникнет удар жидкости о переднюю стенку. Для смягчения удара в цистернах устраивают дырчатые гасители.

## § 14. Давление на криволинейные поверхности

Рассмотрим криволинейную поверхность  $AB$  цилиндрической формы (рис. 18).

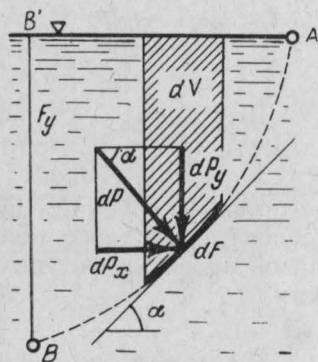


Рис. 18. Давление на криволинейную поверхность

Сила давления на криволинейную стенку представляет собой равнодействующую всех элементарных сил гидростатического давления на данную криволинейную поверхность. Нахождение ее осложняется тем, что приходится суммировать силы, имеющие разное направление.

Выделим на цилиндрической поверхности элементарную узкую горизонтальную полоску площадью  $dF$ . Сила давления  $dP$  на полоску направлена нормально к поверхности. Разложим  $dP$  на две составляющие: горизонтальную  $dP_x$  и вертикальную  $dP_y$ . Если обозначить угол наклона силы  $dP$  к горизонту через  $\alpha$ , то составляющие  $dP_x$  и  $dP_y$  будут:

$$dP_x = dP \cos \alpha;$$

$$dP_y = dP \sin \alpha.$$

Но

$$dP = \gamma h dF,$$

где

$dF$  — площадь элементарной полоски.

Тогда

$$dP_x = \gamma h dF \cos \alpha;$$

$$dP_y = \gamma h dF \sin \alpha.$$

Но  $dF \cos \alpha$  представляет собой площадь проекции полоски  $dF$  на вертикальную плоскость; эту проекцию обозначим  $dF_y$ .

Тогда

$$dP_x = \gamma h dF_y$$

и

$$P_x = \gamma \int_F h dF_y.$$

Здесь интеграл представляет собой статический момент площади всей проекции  $F_y$  относительно свободной поверхности. Он равен площади вертикальной проекции фигуры  $F_y$  на глубину погружения ее центра тяжести  $h_{ц.т}$

$$\int_F h dF_y = h_{ц.т} F_y.$$

Следовательно,

$$P_x = \gamma h_{ц.т} F_y, \quad (23)$$

т. е. горизонтальная составляющая  $P_x$  силы давления на криволинейную поверхность равна силе давления на вертикальную проекцию  $F_y$  криволинейной поверхности.

Для вертикальной составляющей элементарной силы давления на выделенную полоску будем иметь

$$dP_y = \gamma h dF \sin \alpha.$$

Но  $dF \sin \alpha$  есть площадь проекции полоски  $dF$  на горизонтальную плоскость; обозначим ее  $dF_x$ . Произведение  $h dF_x$  дает объем  $dV$  элементарной призмы (на рис. 18 заштрихована).

Тогда

$$dP_y = \gamma dV;$$

$$P_y = \gamma \int_V dV = \gamma V, \quad (24)$$



где

$V$  — так называемое тело давления, представляющее собой объем цилиндра, плоскость поперечного сечения которого есть плоскость, ограниченная криволинейной поверхностью  $AB$ , проекцией ее на плоскость свободной поверхности и вертикальной плоскостью проектирования.

Таким образом, вертикальная составляющая силы давления жидкости на криволинейную поверхность равна весу жидкости в объеме тела давления.

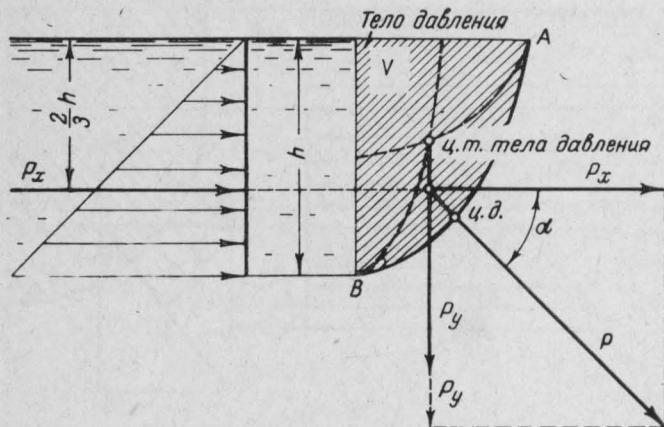


Рис. 19. Графическое определение центра давления на криволинейную поверхность

Полная сила давления определится как равнодействующая горизонтальной и вертикальной составляющих, и по известному правилу механики

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}. \quad (25)$$

Направление силы давления определится углом  $\alpha$ , причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_y}{P_x}. \quad (26)$$

Найдем теперь центр давления. Горизонтальная составляющая  $P_x$  (рис. 19) пройдет через центр тяжести эпюры давления на вертикальную плоскость, а вертикальная составляющая  $P_y$  — через центр тяжести тела давления  $V$ . Вектор силы давления должен пройти через точку пересечения  $P_x$  и  $P_y$  под углом  $\alpha$  к горизонту; точка  $\text{ц. д.}$  пересечения этого вектора с криволинейной поверхностью будет являться центром давления.

Очевидно, тело давления может быть как «мокрое», так и «сухое». «Мокрое» тело давления показано на рис. 19, а «сухое» на рис. 20. Понятия «сухого» и «мокрого» тела давлений определяют направление силы давления: если тело давления «мокрое», то сила давления направлена сверху вниз и как бы утапливает криволинейную поверхность; если же тело давления «сухое», то сила давления направлена вверх и как бы выталкивает криволинейную поверхность из воды.

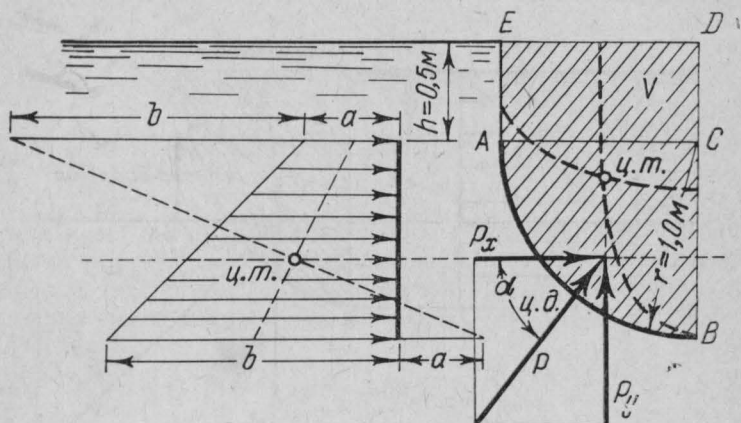


Рис. 20. Сила давления на криволинейную поверхность обшивки понтона

**Пример.** Определить силу давления на криволинейную поверхность отсека корпуса понтона AB (рис. 20). Отсек, имеющий длину  $l = 2,0$  м, представляет собой часть кругового цилиндра радиусом  $r = 1,0$  м. Верхний обрез отсека погружен под воду на глубину  $h = 0,5$  м, нижний — на глубину 1,5 м.

**Решение.** Тело давления «сухое», следовательно сила давления направлена снизу вверх.

Горизонтальная составляющая  $P_x$  определится как сила давления жидкости на вертикальную проекцию криволинейной поверхности. Из рис. 20 видно, что эпюра давления на вертикальную проекцию представляет собой призму с поперечным сечением в виде трапеции.

Основания трапеции — векторы гидростатических давлений.

$$a = \gamma h = 1,0 \cdot 0,5 = 0,5 \text{ Т/м}^2;$$

$$b = \gamma (h + BC) = 1,0 (1,0 + 0,5) = 1,5 \text{ Т/м}^2.$$

Тогда горизонтальная составляющая  $P_x$ , равная объему призмы, определяется

$$P_x = \frac{a+b}{2} BC \cdot l = \frac{0,5+1,5}{2} 1,0 \cdot 2,0 = 2,0 \text{ Т.}$$

Вертикальная составляющая  $P_y$  определится как вес жидкости в объеме тела давления

$$P_y = \gamma V = \gamma \left( \frac{\pi r^2}{4} + \text{площадь } ACDE \right) l.$$

Здесь выражение в скобках представляет собой площадь сечения тела давления (на рисунке заштрихована).  
Получим

$$P_y = 1,0 \left( \frac{\pi 1^2}{4} + 0,5 \cdot 1,0 \right) 2,0 = 2,57 \text{ Т.}$$

Сила давления

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} = \sqrt{2,0^2 + 2,57^2} = 3,25 \text{ Т.}$$

Определим угол наклона силы  $P$  к горизонтальной плоскости.  
Так как

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_y}{P_x} = \frac{2,57}{2,0} = 1,28,$$

то

$$\alpha = 52^\circ.$$

На рис. 20 приводится также графическое определение центра давления.

## § 15. Давление жидкости на стенки цилиндрических резервуаров

Выделим в резервуаре (рис. 21) на глубине  $H$  кольцо высотой  $dH$ . Полагая, что во всех точках кольца действует одинаковое давление  $p$ , равное  $\gamma H$ , можно составить уравнение равновесия элемента выделенного кольца.

Давление жидкости на кольцо воспринимается напряженным состоянием материала, из которого изготовлен резервуар.

Сила давления жидкости на элемент кольца, как это следует из предыдущего параграфа, равна силе давления на вертикальную проекцию этой фигуры.

Если рассматривать давление жидкости на полуокружность, то сила давления  $R$  будет равна произведению давления  $\gamma H$  на площадь проекции полуцилиндра, равную  $DdH$ .

Таким образом,

$$R = \gamma H D dH.$$

Эта сила воспринимается напряженным состоянием стенок цилиндра с силой  $2T$ .

$$R = 2T.$$

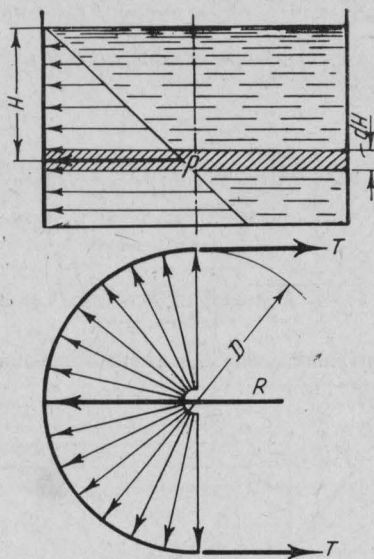


Рис. 21. Распределение давлений на боковую поверхность резервуара

Так как

$$T = [\sigma]dHe,$$

где

$[\sigma]$  — допускаемое напряжение материала стенки трубы,  
 $e$  — толщина стенки трубы,

то

$$\gamma HDdH = [\sigma]dHe.$$

Отсюда

$$e = \frac{\gamma HD}{2[\sigma]} = \frac{\rho D}{2[\sigma]}. \quad (27)$$

**Пример.** Определить толщину стальных листов у основания резервуара с водой, имеющего диаметр  $D = 22$  м и высоту  $H = 11$  м. Допускаемое напряжение стали  $[\sigma] = 1600$  кг/см<sup>2</sup>.

Решение:

$$e = \frac{\gamma HD}{2[\sigma]} = \frac{0,001 \cdot 1100 \cdot 2200}{2 \cdot 1600} = 0,76 \text{ см.}$$

## § 16. Закон Архимеда

Пусть тело объемом  $V_T$  полностью погружено в жидкость. Требуется определить силу давления жидкости на это тело (рис. 22). Горизонтальная составляющая давления на тело будет равна нулю, так как проекции поверхности как левой, так и правой половины тела на вертикальную плоскость, перпендикулярную плоскости чертежа, одинаковы, а составляющие сил давления слева и справа равны и противоположно направлены, следовательно, взаимно уничтожаются.

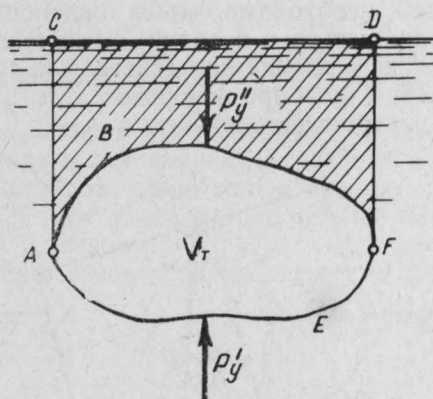


Рис. 22. Силы, действующие на погруженное в жидкость тело

Вертикальная составляющая давления жидкости на поверхность тела будет состоять из сил

$$P_{y'} = -\gamma V_{AEF}; \quad P_{y''} = \gamma V_{ABF}.$$

Сложив эти две силы, получим

$$P_y = P_{y'} - P_{y''} = \gamma (V_{ABF} - V_{AEF}) = -\gamma V_T. \quad (28)$$

Так как величина, стоящая в скобках, отрицательна, то сила давления на тело будет направлена вверх.

Приходим, таким образом, к выводу, известному под названием закона Архимеда: *на погруженное в жидкость тело действует сила, направленная вертикально вверх (выталкивающая сила) и равная весу жидкости в объеме тела (погруженной части).*

Если выталкивающая сила больше веса тела, то тело будет всплывать. Достигнув свободной поверхности жидкости, оно примет положение плавающего тела, т. е. такого установившегося



состояния, при котором только часть тела будет погружена под свободную поверхность, при этом вес жидкости в объеме погруженной под воду части тела будет равен весу тела.

Если же на погруженное под воду тело будет действовать выталкивающая сила, меньшая по величине веса тела, то тело будет тонуть.

## § 17. Понятие об остойчивости плавающих тел

Для плавания судов, помимо условия равенства выталкивающей силы весу тела, необходимо, чтобы плавающее тело обладало способностью возвращаться в исходное вертикальное положение при отклонении от него вследствие действия каких-либо посторонних причин (волнение, крен при повороте и т. д.). Это свойство плавающего тела называется остойчивостью.

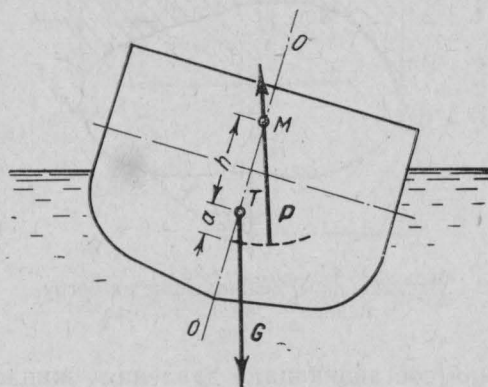


Рис. 23. Силы, действующие на плавающее тело при крене

Из рис. 23 видно, что при крене судна линии действия выталкивающей силы и силы веса судна в общем случае не совпадают.

Линия действия веса судна всегда проходит через одну точку — центр тяжести судна. Положение линии действия выталкивающей силы зависит от формы подводной части, а так как форма подводной части при различных углах наклона судна различна, то и положение линии действия выталкивающей силы будет различным. Таким образом, возникает пара сил  $P—G$ . Если эта пара сил стремится восстановить первоначальное вертикальное положение судна, то судно будет остойчивым.

Введем некоторые понятия и определения. Вес плавающего судна называют водоизмещением. Линия, образуемая пересечением поверхности судна и свободной поверхностью воды, называется ватерлинией. Площадь, ограниченная ватерлинией, назы-

ваются площадью ватерлинии. Расстояние от центра тяжести (точка  $T$ ) до точки пересечения выталкивающей силы с вертикальной осью — осью плавания (ось  $O—O$ ) называется метацентрической высотой  $h$ . При малых углах наклона судна метацентрическая высота имеет практически постоянную величину. Она и характеризует устойчивость тела. Если метацентрическая высота имеет отрицательную величину (точка пересечения выталкивающей силы с осью  $O—O$  ниже центра тяжести), то судно абсолютно неустойчиво.

Практически метацентрическая высота  $h$  имеет следующую величину:

для военных судов . . . . .	75—130 см
для грузовых судов . . . . .	60—90 см
для пассажирских судов . . . .	45—60 см

Для пожарных катеров метацентрическую высоту следует принимать такую же, как и для военных и грузовых судов, так как при работе пожарных стволов возможно появление дополнительного опрокидывающего момента, вследствие реактивного действия струи воды, вылетающей из ствола.

Метацентрическая высота определяется по формуле:

$$h = \frac{I}{W} - a. \quad (29)$$

Здесь  $I$  — момент инерции площади ватерлинии;

$W$  — водоизмещение судна, выраженное в кубометрах воды;

$a$  — расстояние по вертикали от центра тяжести до центра давления.

## Глава II

### ОСНОВЫ ГИДРОДИНАМИКИ

#### § 1. Скорость движения жидкости и ее изменение

Жидкость можно рассматривать как сплошную среду. Это значит, что характеристики потока (скорость, давление, плотность и т. п.) представляют собой непрерывные функции координат точек пространства.

Рассмотрим движущуюся в пространстве жидкость. Величину скорости каждой элементарной частицы такой жидкости можно изобразить в виде вектора. Множество векторов скоростей образует поле скоростей. Зафиксируем в некоторый момент времени поле скоростей и рассмотрим, как изменяется скорость движения частиц жидкости при переходе от одной точки к другой. Рассмотрим сперва движение жидкости у некоторой точки 1 (рис. 24). Частица жидкости в этой точке обладает скоростью, изображаемой вектором  $u_1$ . В точке 2 (расположенной на векторе  $u_1$ , на некотором расстоянии от точки 1), в которую вероятно попала бы при движении частица жидкости из точки 1, — другая частица, обладающая скоростью  $u_2$ .

В точке 3 (расположенной на векторе  $u_2$ ), в которую, вероятно, попала бы при своем движении частица 2, — третья частица, обладающая скоростью  $u_3$ , и т. д.

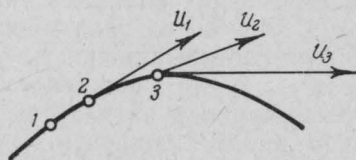


Рис. 24. Линия тока

Переходя, таким образом, от одной частицы к другой, получим ломаную линию, состоящую из отрезков 1—2, 2—3, 3—4 и т. д.

В пределе при бесконечно малом расстоянии между точками получим некоторую линию, особенностью которой является то, что вектора скорости в каждой точке этой линии касательны к ней. Такая линия называется *линией тока*.

Если использовать прямоугольную систему координат, то вектор скорости  $\vec{u}$  можно представить в виде суммы проекций этого вектора на оси координат

$$\vec{u} = \vec{u}_x + \vec{u}_y + \vec{u}_z.$$

В свою очередь

$$u_x = \frac{dx}{dt}; \quad u_y = \frac{dy}{dt}; \quad u_z = \frac{dz}{dt}.$$

Из полученной системы трех уравнений следует

$$\frac{u_x}{dx} = \frac{u_y}{dy} = \frac{u_z}{dz}. \quad (30)$$

Это уравнение называется *дифференциальным уравнением линии тока*.

В рассмотренной картине движения жидкости мы как бы мгновенно сфотографировали жидкость и изучили получившуюся на фотографии картину распределения скоростей в отдельных точках движущейся жидкости. Если теперь сделать мгновенную фотографию движущейся жидкости в следующий за первым момент времени и исследовать таким же образом полученное поле скоростей, то получим один из следующих двух случаев.

**1-й случай.** Поле скоростей, снятое в момент времени  $t_2$ , в точности повторяет поле скоростей, снятое в первый раз. Это значит, что частицы жидкости в этом случае движутся по линиям тока, то есть линии тока одновременно являются траекториями частиц.

Движение жидкости, при котором скорость частиц, проходящих через заданную точку, не изменяется во времени, а изменяется только при переходе от одной точки к другой, называется *установившимся движением*.

Изменение скорости во времени  $\frac{du}{dt}$  вдоль линии тока в дифференциальной форме в этом случае выражается в виде:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt}, \quad (31)$$

т. е. скорость частицы изменяется в зависимости от пройденного пути, а путь от времени.

**2-й случай.** Поле скоростей, сфотографированное в момент времени  $t_2$ , не соответствует полю скоростей, снятому в момент  $t_1$ . Это значит, что скорости частиц, проходящих через заданную точку, в различные моменты времени различны.

Теперь в противоположность первому случаю линии тока, построенные на разных фотографиях, не будут совпадать между собой, следовательно траектории частиц не совпадут с линиями тока.

Такой вид движения, при котором скорости частиц, проходящих через заданную точку, в различные моменты времени различны и, кроме того, скорости частиц различны в разных точках пространства, называется *неустановившимся движением*.

Изменение скорости во времени  $\frac{du}{dt}$  вдоль линии тока в дифференциальной форме в этом случае выразится в виде:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt} + \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (32)$$

т. е. скорость частицы изменяется непосредственно от времени, и в то же время скорость изменяется в зависимости от пройденного пути, который также зависит от времени  $-\frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt}$ .

## § 2. О струйчатом движении жидкости

В основу гидравлики положено представление о струйчатом движении жидкости. Под элементарной струйкой подразумевается «пучок» бесконечно большого количества линий тока (рис. 25). Поперечное сечение струйки, нормальное к линиям тока, называется живым сечением. Пограничные линии тока образуют как бы стенки струйки, подобно твердым стенкам трубки, и часто такую струйку жидкости называют трубкой тока. Поэтому обмен жидкости между соседними струйками тока отсутствует.

Очевидно, что в силу несжимаемости жидкости объемы ее, проходящие в определенное время через каждое сечение, будут одинаковыми.

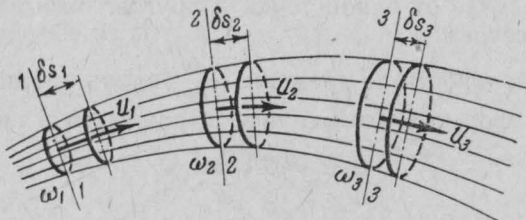


Рис. 25. Элементарная струйка



Объем жидкости, проходящий через живое сечение струйки в единицу времени, называется *элементарным расходом*  $q$  (л/сек; м<sup>3</sup>/сек).

Объем жидкости, проходящей через единицу времени через живое сечение  $\omega$ , можно представить как произведение площади живого сечения на скорость перемещения частиц жидкости. При этом вследствие бесконечной малости площади живого сечения можно полагать, что скорость частиц жидкости в каждой точке живого сечения одинакова и равна  $u$ .

Поэтому можно написать

$$q = \omega u. \quad (33)$$

Таким образом, будем иметь для любых живых сечений 1, 2, 3 и т. д. струйки

$$\omega_1 u_1 = \omega_2 u_2 = \omega_3 u_3 = \dots, \quad (34)$$

или

$$q_1 = q_2 = q_3 = \dots \quad (35)$$

Итак, *через все сечения элементарной струйки в единицу времени протекает одинаковое количество жидкости.*

### § 3. Поток жидкости

Масса движущейся жидкости, ограниченная твердыми стенками или воздушной средой или системой таких поверхностей, будет представлять собой поток жидкости. Основной особенностью потока по сравнению со струйкой является неравномерность распределения скоростей по живому сечению потока. Это происходит вследствие того, что скорость частиц жидкости, расположенных очень близко от ограничивающих поток поверхностей, может быть очень мала по сравнению со скоростями частиц, движущихся в центральной области потока. Здесь сказывается тормозящее действие граничных поверхностей на движущуюся жидкость.

Таким образом, в каждой точке живого сечения потока (рис. 26) жидкости скорости частиц, вообще говоря, различны.

Как элементарную струйку жидкости можно представить в виде совокупности бесконечно большого количества линий тока, так и поток жидкости представляют в виде совокупности бесконечно большого количества элементарных струек, каждая из которых характерна собственным элементарным расходом  $q$ . Суммируя эле-

ментарные расходы всех струек жидкости, проходящих через заданное живое сечение потока, получим расход потока

$$Q = \int_{\omega} q = \int_{\omega} u d\omega. \quad (36)$$

В отличие от скорости частицы —  $u$ , обозначим среднюю скорость потока —  $v$ .

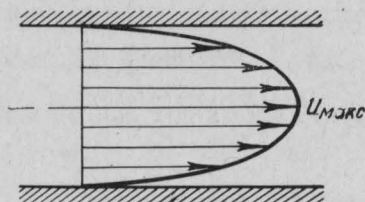


Рис. 26. Распределение скорости по живому сечению потока жидкости

Вследствие непрерывности изменения скорости в некоторой точке живого сечения потока скорость частицы равна средней скорости потока. Применив теорему о среднем значении интеграла, будем иметь

$$Q = \int_{\omega} u d\omega = \int_{\omega} v d\omega = v \int_{\omega} d\omega = v\omega. \quad (37)$$

Итак,

$$\boxed{Q = v\omega}. \quad (38)$$

Это уравнение называют *первым основным уравнением гидравлики*.

Таким образом, поток жидкости можно представить как струйку конечного размера, в каждой точке живого сечения которой частицы обладают одинаковой скоростью  $v$ .

Так же, как и для струйки, будем иметь, что расход потока жидкости, проходящей через любое сечение потока, будет один и тот же, т. е.

$$Q_1 = Q_2 \dots = \text{const},$$

или 
$$v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = \dots = \text{const.} \quad (39)$$

Это уравнение называют *уравнением неразрывности потока*. Отсюда получим отношение скоростей для различных сечений:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}; \quad \frac{v_2}{v_3} = \frac{\omega_3}{\omega_2} \text{ и т. д.} \quad (40)$$

В зависимости от кривизны струек и степени их расхождения потоки разделяют на две категории:

**плавно изменяющиеся потоки**, имеющие весьма незначительное расхождение отдельных струек относительно друг друга и кривизну. При этом силами, возникающими в жидкости вследствие кривизны струек и расхождения их, в практических расчетах можно пренебречь из-за их незначительной величины;

**неплавно изменяющиеся потоки**, в которых кривизна отдельных струек и степень их расхождения таковы, что в жидкости появляются дополнительные силы, учет которых необходим в технических расчетах. Примером неплавно изменяющегося потока является движение жидкости между лопатками турбомашин, при ударе струи о преграду и т. д.

#### § 4. Дифференциальные уравнения движения жидкости

Подобно тому, как это проделывалось нами для покоящейся жидкости при выводе дифференциальных уравнений ее равновесия, выделим в движущейся жидкости элементарный параллелепипед и рассмотрим условие его равновесия. На выделенный параллелепипед (рис. 27) будут действовать два рода сил:

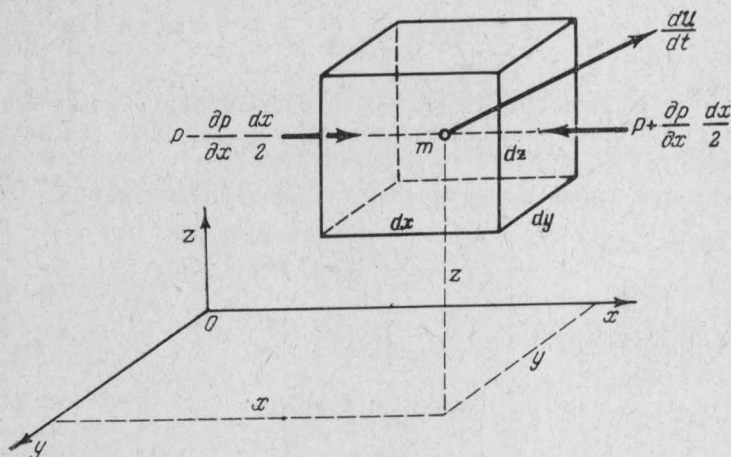


Рис. 27. К выводу дифференциальных уравнений движения жидкости

поверхностные силы, заменяющие собой действие отброшенной жидкости, окружающей параллелепипед;

массовые силы — силы, пропорциональные массе параллелепипеда.

Пусть давление в центре параллелепипеда (точка  $m$ ) равно  $p$ . Величина этого давления в общем случае будет зависеть от того, в какой точке объема жидкости взят параллелепипед, т. е. давление будет зависеть от координат  $x, y, z$  точки  $m$ . При этом давление будет зависеть от того, в какое время  $t$  рассматривается условие равновесия, так как в общем случае давление  $p$  может быть различным в разные моменты времени.

Таким образом,

$$p = f(x_1, y_1, z_1, t).$$

Очевидно, что при той ориентации параллелепипеда, которая показана на рис. 27, среднее гидростатическое давление на левой грани будет

$$p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}$$

(так как  $\frac{\partial p}{\partial x}$  — изменение давления на единицу длины по направлению  $x$ , а  $\frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}$  — изменение давления по длине  $\frac{dx}{2}$ ).

На правой грани

$$p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}.$$

Если умножить среднее гидростатическое давление на площадь грани, то получим поверхностную силу давления, действующую на грань.

На левую грань поверхностная сила давления равна

$$\left( p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz.$$

На правую грань

$$\left( p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz.$$

Равнодействующая поверхностных сил давления на левую и правую грани будет

$$\left(p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}\right) dydz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}\right) dydz = -\frac{\partial p}{\partial x} dx dydz.$$

Перейдем теперь к определению проекции массовых сил. Примером массовых сил являются силы тяжести, центробежные силы, силы от кориолисова ускорения и т. д. Пусть, например, проекции всех массовых сил, отнесенные к единице массы, будут равны  $F_x$ ,  $F_y$  и  $F_z$ . Тогда массовая сила, отнесенная к массе всего параллелепипеда, будет равна произведению единичной массовой силы на массу всего параллелепипеда. Проекция массовой силы, например, на ось  $x$  будет равна

$$F_x \varrho dydz.$$

По известному из теоретической механики принципу Даламбера, действующие на тело силы уравниваются силами инерции, которые определяются как произведение массы тела на ускорение его центра тяжести.

Если проекция на ось  $x$  ускорения центра тяжести равна  $\frac{du_x}{dt}$ , то сила инерции будет равна

$$\varrho dx dy dz \frac{du_x}{dt}.$$

Приравнявая проекции действующих на параллелепипед поверхностных и массовых сил соответствующим проекциям сил инерции, получим:

проекции на ось  $x$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz + F_x \varrho dy dz dx = \varrho dx dy dz \frac{du_x}{dt};$$

аналогично получим выражения для проекции на оси  $y$  и  $z$ .

После сокращения будем иметь

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{\varrho} + F_x &= \frac{du_x}{dt} \\ -\frac{\partial p}{\partial y} \frac{1}{\varrho} + F_y &= \frac{du_y}{dt} \\ -\frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{\varrho} + F_z &= \frac{du_z}{dt} \end{aligned} \right\}. \quad (41)$$

Полученные уравнения являются основными дифференциальными уравнениями движения невязкой жидкости. Они получены



Эйлером в 1754 г. Уравнения Эйлера показывают, как изменяются давление  $p$  и скорость  $u$  с изменением положения частицы (координат  $x$ ,  $y$  и  $z$ ) и времени  $t$ .

### § 5. Интегрирование дифференциальных уравнений Эйлера. Уравнение Бернулли

Правые части уравнений Эйлера (41), представляющие собой полную производную компонентов скорости по времени, можно представить через частные производные следующим образом

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{dz}{dt}$$

или, учитывая, что

$$\frac{dx}{dt} = u_x, \quad \frac{dy}{dt} = u_y, \quad \frac{dz}{dt} = u_z,$$

получаем:

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial x} u_x + \frac{\partial u_x}{\partial y} u_y + \frac{\partial u_x}{\partial z} u_z.$$

Умножим каждое из уравнений Эйлера соответственно на  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  и сложим.

После умножения первого уравнения на  $dx$  получаем:

$$F_x dx - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} dx = \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_x}{\partial x} u_x dx + \frac{\partial u_x}{\partial y} u_y dx + \frac{\partial u_x}{\partial z} u_z dx.$$

Из дифференциального уравнения линии тока (30) следует

$$u_y dx = u_x dy;$$

$$u_z dx = u_x dz.$$

Подставляя полученные выражения в формулу, будем иметь

$$\begin{aligned} F_x dx - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} dx &= \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_x}{\partial x} u_x dx + \frac{\partial u_x}{\partial y} u_x dy + \frac{\partial u_x}{\partial z} u_x dz = \\ &= \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + u_x \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} dx + \frac{\partial u_x}{\partial y} dy + \frac{\partial u_x}{\partial z} dz \right). \end{aligned}$$

Выражение, стоящее в скобках, равно полному дифференциалу  $du_x$  переменной  $u_x$  вдоль отрезка  $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ .

Всего будем иметь три уравнения такого вида. После их сложения получаем

$$(F_x dx + F_y dy + F_z dz) - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = \\ = \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_y}{\partial t} dy + \frac{\partial u_z}{\partial t} dz \right) + (u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z).$$

Уравнение можно представить в более простом виде, учитывая, что

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp$$

(полный дифференциал переменной  $p$  на отрезке  $ds$ ),

$$u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = d \frac{u_x^2}{2} + d \frac{u_y^2}{2} + d \frac{u_z^2}{2} = \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} du^2.$$

Тогда

$$F_x dx + F_y dy + F_z dz - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{2} du^2 + \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_y}{\partial t} dy + \frac{\partial u_z}{\partial t} dz \right). (*)$$

Интегрирование полученного уравнения выполним для частного случая, когда жидкость находится только под действием силы тяжести. Если ось  $z$  направить вверх, то проекции массовых сил на оси  $x$  и  $y$  будут равны нулю, а проекция массовой силы на ось  $z$  будет равна

$$F = - \frac{mg}{m} = -g.$$

Подставляя в формулу (\*), получим

$$-gdz - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{2} du^2 + \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_y}{\partial t} dy + \frac{\partial u_z}{\partial t} dz \right),$$

или

$$-gdz - \frac{1}{\rho} dp - \frac{1}{2} du^2 = \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} dx + \frac{\partial u_y}{\partial t} dy + \frac{\partial u_z}{\partial t} dz \right).$$

При установившемся движении

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$$

и формула получит вид

$$-gdz - \frac{1}{\rho} dp - \frac{1}{2} du^2 = 0,$$

или

$$d\left(gz + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}\right) = 0.$$

Если производная равна нулю, то функция имеет постоянное значение.

Отсюда

$$gz + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{const},$$

или, поделив на  $g$ ,

$$\boxed{z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = \text{const}} \quad (42)$$

Полученное уравнение называется уравнением Бернулли. Оно получено Бернулли в 1738 г. Уравнение Бернулли одно из основных уравнений гидравлики. Его иногда называют *вторым основным уравнением гидравлики*.

Уравнение Бернулли указывает на взаимосвязь между координатой частицы  $z$ , давлением  $p$  и скоростью  $u$  в различных сечениях струйки жидкости. Например, для двух сечений струйки (первого и второго) можно записать

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}}.$$

## § 6. Интерпретация уравнения Бернулли

Сравнивая между собой основное уравнение гидростатики [формула (13)] и уравнение Бернулли, замечаем, что уравнения гидростатики представляют собой частный случай механического состояния жидкости — покой жидкости ( $u=0$ ).

Уравнение Бернулли имеет дополнительный член  $\frac{u^2}{2g}$ , характеризующий движение жидкости

$$\left[ \frac{u^2}{2g} \right] = \frac{M^2}{\text{сек}^2} \frac{\text{сек}^2}{M} = M.$$

$\frac{u^2}{2g}$  имеет линейную размерность и носит название скоростного напора. Таким образом, уравнение Бернулли показывает, что в любом сечении струйки жидкости сумма напоров — геометрического, пьезометрического и скоростного — одинакова. Эту сумму называют *гидродинамическим напором*  $H$ .

Так как каждый член уравнения Бернулли имеет линейную размерность, то каждый из них можно изобразить в виде отрезков определенного масштаба.

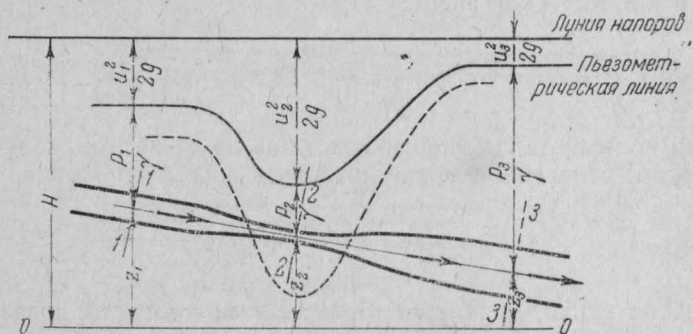


Рис. 28. Изменение напоров (переход одного вида энергии в другой) с изменением условий движения жидкости

Сложив для каждого сечения струйки полученные отрезки для  $z$ ,  $\frac{p}{\gamma}$  и  $\frac{u^2}{2g}$ , получим наглядное представление, как изменяется одна из этих величин с изменением других вдоль струйки.

На рис. 28 показано, что с изменением живого сечения струйки изменяется скоростной напор  $\frac{u^2}{2g}$ , что в свою очередь ведет к изменению пьезометрического напора  $\frac{p}{\gamma}$ , при этом взаимное изменение происходит таким образом, что сумма величин  $z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}$  — гидродинамический напор  $H$  — остается одной и той же.

Линия, соединяющая концы отрезков, соответствующих гидродинамическому напору, называется линией напоров.

Линия, соединяющая концы отрезков  $\frac{p}{\gamma}$ , носит название пьезометрической линии.

Приведенное истолкование уравнения Бернулли часто именуют его геометрическим смыслом.

С физической точки зрения уравнение Бернулли выражает закон сохранения энергии. В самом деле, возьмем частицу жидкости весом  $G$ , расположенную на высоте  $z$ , находящуюся под давлением  $p$  и движущуюся со скоростью  $u$ .

Эта частица будет обладать запасами энергии:

потенциальной энергии положения  $Gz$ ;

потенциальной энергии давления  $G\frac{p}{\gamma}$ ;

кинетической энергии движения  $\frac{mu^2}{2} = \frac{G}{g} \frac{u^2}{2}$ .

Полный запас энергии  $E$  частицы будет равен сумме потенциальных и кинетической энергии

$$E = Gz + G\frac{p}{\gamma} + \frac{G}{g} \frac{u^2}{2} = G\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}\right).$$

Деля полный запас энергии частицы на ее вес  $G$ , получим запас энергии, отнесенной к единице веса жидкости

$$e = \frac{E}{G} = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}.$$

Следовательно, уравнение Бернулли можно истолковать и таким образом: полный запас удельной механической энергии частицы жидкости — потенциальной  $z + \frac{p}{\gamma}$  и кинетической  $\frac{u^2}{2g}$  для любого сечения жидкости одинаков.

## § 7. Об устойчивых формах движения жидкости. Ламинарное и турбулентное движение

Устойчивой формой движения жидкости называется такая, в которой каким-либо образом раз возникшие возмущения затухали бы со временем\*. Математическое исследование того или иного движения жидкости (описываемого уравнениями — решением дифференциальных уравнений Эйлера в заданных условиях) на устойчивость представляет собой огромные трудности. Гораздо проще формы движения жидкости иллюстрировать на опытной установке. Первые подробные исследования такого рода были проведены анг-

\* Л. Д. Ландау и Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. Изд. Технико-теоретической литературы, 1953.



лийским физиком В. Рейнольдсом в 1881—1883 гг. Опыты проводились на очень простой установке (рис. 29). В жидкость, движущуюся по стеклянной трубе, вводилась тонкая струйка краски. При различных расходах воды наблюдалось поведение струйки и отмечался тот или иной режим движения.

Было замечено, что при относительно малых скоростях движения отдельные струйки жидкости движутся параллельно друг другу, краска не перемешивается с массой жидкости и перемещается вдоль потока в виде тонкой неразрываемой нити. Такой режим движения получил название ламинарного режима.

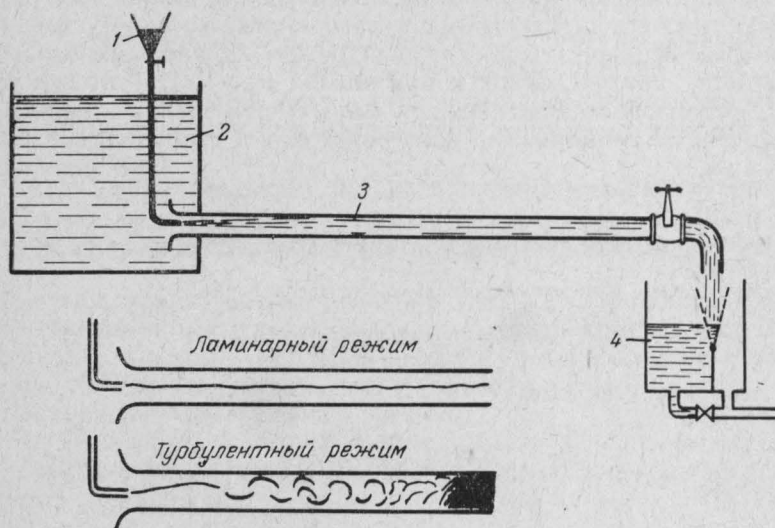


Рис. 29. Установка для демонстрации режимов движения жидкости  
1 — краска; 2 — напорный бак; 3 — стеклянная труба; 4 — мерный бак

С увеличением скорости движения воды в трубе параллельное струйчатое движение сменяется другим видом движения. Частицы жидкости приобретают составляющие скорости, перпендикулярные к оси потока, хотя общее движение вдоль трубы сохраняется. Перемещения частиц носят хаотический характер, имеют вид отдельных пульсаций. Вся масса жидкости находится в состоянии непрерывного перемешивания, вследствие чего струйка краски разбивается и краска равномерно окрашивает весь объем жидкости. Такой режим движения получил название турбулентного.

Рейнольдс предложил безразмерный критерий, с помощью которого можно определить режим движения. Критерий имеет вид:

$$Re = \frac{vd}{\nu}. \quad (43)$$

Здесь  $v$  — средняя скорость жидкости в трубе;  
 $d$  — диаметр трубы;  
 $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости.

Критерий  $Re$  носит название числа Рейнольдса. Было установлено, что при числе  $Re < 2320$  наблюдается ламинарный режим движения, при  $Re > 2320$  — турбулентный. Число  $Re = 2320$  называют критическим  $Re_{кр}$ .

Отметим, что критическое число Рейнольдса  $Re_{кр} = 2320$  выражает собой нижний предел ламинарного режима движения, т. е. для потока с числом  $Re$ , меньшим критического, всякие возмущения потока являются затухающими, а ламинарный поток — устойчивым движением жидкости. Ламинарный режим можно наблюдать при соответствующих условиях и при числах  $Re > Re_{кр}$ , но это будет уже неустойчивое движение; при малых возмущениях жидкости в этом случае ламинарный режим переходит в турбулентный режим движения.

**Пример.** Определить режим движения потока в маслопроводе  $d = 5$  мм, если средняя скорость движения веретенного масла в нем равна  $0,5$  м/сек при температуре  $20^\circ$ .

**Решение.** Кинематическая вязкость масла равна

$$\nu = 80 \text{ мм}^2/\text{сек} = 0,8 \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Вычисляем число Рейнольдса

$$Re = \frac{50 \cdot 0,5}{0,8} = 31.$$

Так как

$$Re < Re_{кр} = 2320,$$

заключаем, что режим движения в маслопроводе ламинарный.

## § 8. Уравнение Бернулли для струйки реальной жидкости

При рассмотрении условий равновесия движущейся частицы жидкости нами не учитывались силы трения вдоль боковых стенок струйки жидкости, которые появляются вследствие вязкости жидкости. Таким образом, мы рассматривали идеальную жидкость, не обладающую вязкостью. Реальные же жидкости обладают вязкостью, поэтому при движении струйки реальной жидкости вдоль ее боковых стенок проявляются касательные напряжения, на преодоление которых затрачивается некоторая механическая энергия. Эта затрата механической энергии представляет собой попросту переход механической в тепловую (и другие виды) энергии вслед-

ствие трения. Однако такой переход происходит необратимо, т. е. тепловая энергия уже не переходит в других сечениях струйки в механическую. Следовательно, при движении струйки жидкости общий запас механической энергии водой струйки уменьшается, а уравнение Бернулли будет иметь вид:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{\pi}}, \quad (44)$$

где  $h_{\pi}$  — то количество механической энергии, которое перешло в другой вид энергии вследствие трения.

Иногда уменьшение запаса механической энергии называют потерями энергии, но в действительности происходит переход одного вида энергии в другой.

В дальнейшем величину  $h_{\pi}$  будем называть потерями напора.

## § 9. Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости

Каждая струйка потока реальной жидкости, проходящая через живое сечение потока, имеет различные координаты  $z$ , давления  $p$  и скорости  $u$ , поэтому удельная энергия потока жидкости может быть найдена путем деления полной энергии потока на вес жидкости, проходящей через живое сечение.

Полная энергия  $E$  потока жидкости будет равна сумме энергий отдельных струек по всему сечению потока  $\omega$ . Так как энергия  $e$  струйки с расходом  $q$

$$e = \gamma q \left( z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \right) = \gamma u d\omega \left( z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \right),$$

то

$$E = \int_{\omega} \gamma u \left( z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \right) d\omega.$$

В дальнейшем будем рассматривать только плавноизменяющиеся потоки. Так как в плавноизменяющихся потоках из массовых сил действуют только силы тяжести (прочие массовые силы малы и ими можно пренебречь), то можно показать, что для таких потоков в плоскости живого сечения изменение  $z$  и  $\frac{p}{\gamma}$  будет таким же, как и в покоящейся жидкости, т. е.

$$z + \frac{p}{\gamma} = \text{const}$$

для любой точки живого сечения. Тогда можно написать (интегрируя по сечению потока  $\omega$ )

$$E = \gamma \int \left( z + \frac{p}{\gamma} \right) u d\omega + \gamma \int \frac{u^3}{2g} d\omega = \gamma \left( z + \frac{p}{\gamma} \right) \int u d\omega + \gamma \int \frac{u^3}{2g} d\omega.$$

Или, учитывая формулу (36),

$$E = \gamma \left( z + \frac{p}{\gamma} \right) Q + \gamma \int \frac{u^3}{2g} d\omega.$$

Деля полную энергию потока  $E$  на вес жидкости, проходящей через живое сечение  $G = \gamma Q$ , получим удельную энергию потока  $e'$

$$e' = \frac{E}{G} = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\gamma \int \frac{u^3}{2g} d\omega}{\gamma Q}.$$

Преобразуем последний член

$$\frac{\int \frac{u^3}{2g} d\omega}{Q} = \frac{\int \frac{u^3}{2g} d\omega}{v\omega} = \frac{\int u^3 d\omega}{v^2\omega}.$$

Умножая числитель и знаменатель на  $v^2$ , получим

$$\frac{\int u^3 d\omega}{v^3\omega} \frac{v^2}{2g} = \alpha \frac{v^2}{2g}.$$

В курсах гидравлики показывается\*, что множитель  $\alpha$  перед скоростным напором  $\frac{v^2}{2g}$

$$\frac{\int u^3 d\omega}{v^3\omega}$$

несколько больше единицы.

Этот множитель выражает собой отношение кинетической энергии потока, вычисленной как сумму кинетических энергий отдельных струек, к кинетической энергии потока, вычисленной по средней скорости. Он называется *коэффициентом кинетической энергии*.

\* См., например, И. И. Агроскин, Г. Т. Дмитриев и Ф. И. Пикалов. Гидравлика. Изд. «Энергия», 1964.

Таким образом, уравнение Бернулли для плавноизменяющихся потоков вязкой жидкости будет иметь вид

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_n, \quad (45)$$

при этом  $z + \frac{p}{\gamma}$  берется безразлично для каких струек: средней, боковой или любой промежуточной;  $v$  — берется средним по сечению;  $h_n$  — представляет собой потери напора на участке длиной  $l$  от первого сечения до второго.

### § 10. Иллюстрация уравнения Бернулли. Явление кавитации

Входящие в уравнение Бернулли величины в движущейся жидкости можно измерить с помощью простейших приборов.

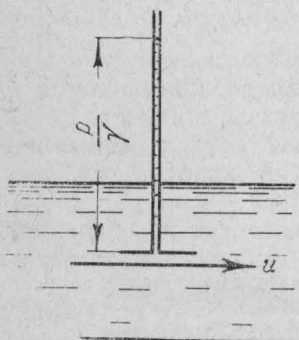


Рис. 30. Измерение пьезометрического давления в движущейся жидкости

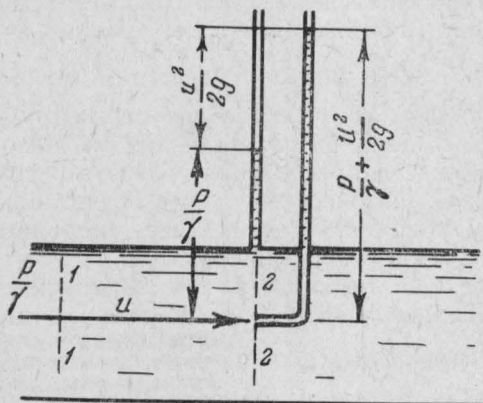


Рис. 31. Измерение скоростного напора

Величина  $z$  измеряется мерной линейкой от выбранной оси сравнения до центра струйки жидкости.

Величина  $\frac{p}{\gamma}$  — пьезометрический напор — определяется с помощью пьезометрической трубки как высота подъема жидкости в трубке, измеренная от центра сечения струйки. Срез пьезометрической трубки параллелен линиям тока жидкости. Иногда срез таких трубок заканчивают плоской шайбой, ликвидирующей возможные завихрения жидкости и возникающие при этом искажения в показаниях прибора (рис. 30).



Величину  $\frac{u^2}{2g}$  — скоростной напор — можно измерять с помощью скоростной трубки. Отличие такой трубки от пьезометрической заключается в том, что срез ее направлен нормально к направлению потока (рис. 31). Составив уравнение Бернулли для центральной струйки, проходящей через центр входного сечения, можно получить

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}.$$

Так как  $\frac{u_2^2}{2g}$  — скоростной напор у входа в трубку равен нулю, то получим показания скоростной трубки  $\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}$ .

Отсюда следует, что показания скоростной трубки равны сумме скоростного напора и пьезометрического. Для определения чисто скоростного напора необходимо рядом со скоростной трубкой установить пьезометрическую; вычитая из показаний скоростной трубки  $\frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}$  показания пьезометрической  $\frac{p}{\gamma}$ , получим величину скоростного напора. Скоростные трубки называются трубками Пито. На рис. 32 показана трубка Пито — Прандтля, применяемая в технике для измерения скорости потоков воздуха и жидкости.

Практический интерес представляют такие случаи движения жидкости, при которых весь гидродинамический напор  $H$  превращается в скоростной.

Как это видно из рис. 28, такой случай возможен при большом сужении трубки. С ростом скорости движения жидкости в этом случае увеличивается скоростной напор  $\frac{u^2}{2g}$  и, как это следует из уравнения Бернулли, одновременно должен уменьшиться пьезометрический напор  $\frac{p}{\gamma}$  — давление внутри жидкости. Давление внутри жидкости может снизиться настолько, что достигнет давления насыщенных паров жидкости и начнется внутреннее парообразование (кипение).

Давление насыщенных паров воды при различных температурах приводится в табл. 2.

Таблица 2

Температура в °С	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Давление в кг/см <sup>2</sup>	0,012	0,024	0,043	0,075	0,125	0,202	0,317	0,482	0,714	1,033

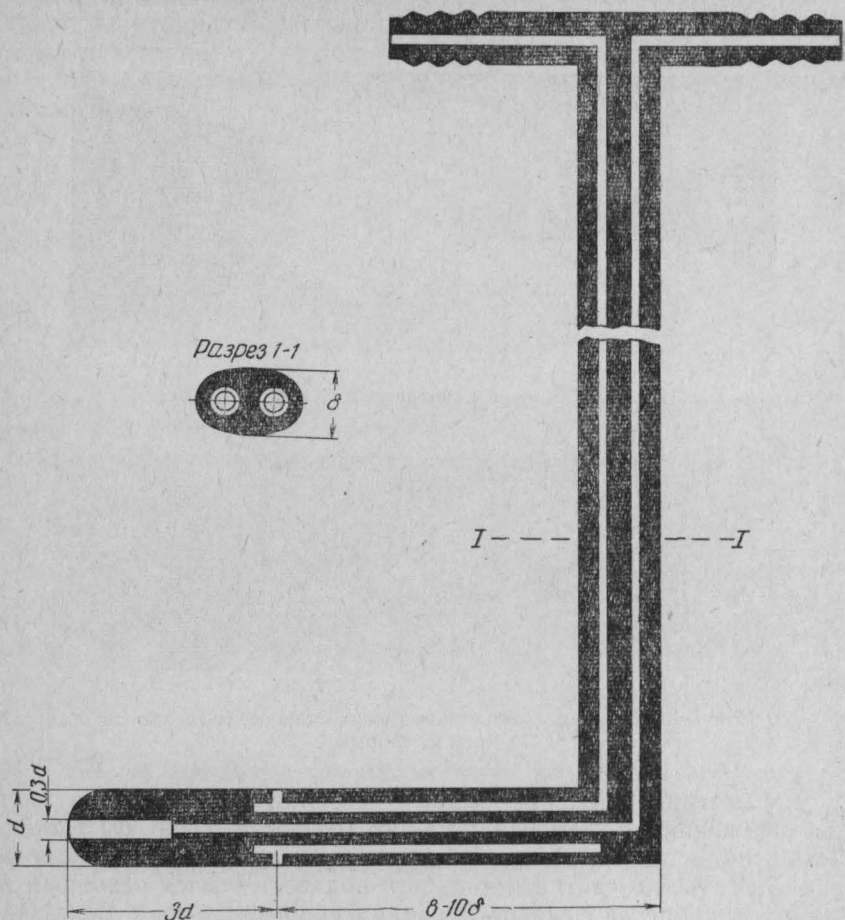


Рис. 32. Трубка Пито — Прандтля

При кипении жидкости выделяются пары, которые нарушают ее сплошность. В местах последующего повышения давления пары конденсируются. В точках конденсации паров происходит увеличение давлений до очень больших величин, при этом появляются характерный шум, потрескивание, вибрации. Указанное явление называется кавитацией.

Кавитация возникает не только в сужениях потока (рис. 33), но и в тех случаях, когда обтекание тела неплавное. На рис. 34 показано обтекание потоком поверхности с резким изменением контура.

Внутри такого контура образуется круговое течение жидкости в виде водоворотной зоны.



Рис. 33. Явление кавитации в сужении трубы

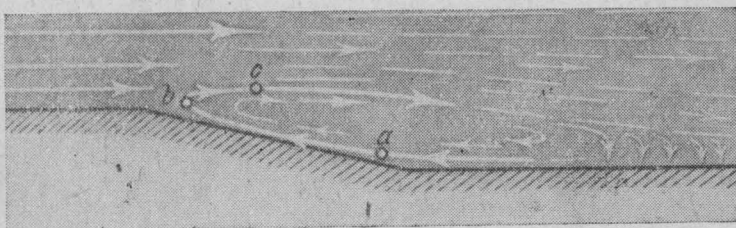


Рис. 34. Обтекание жидкостью поверхности с резким изменением ее формы

Рассмотрим движение крайней струйки водоворотной зоны. При движении струйки вдоль стенки (от точки  $a$  до  $b$ ) скорость частиц жидкости относительно мала, а давление относительно велико. За точкой  $b$  частицы жидкости подхватываются основным потоком и приобретают скорость, равную скорости потока. Если запас энергии струйки жидкости при движении от  $a$  к  $b$  был равен

$$\frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g},$$

(при давлении  $p_a$  и скорости  $v_a$ ), то таким же запасом энергии будет обладать струйка жидкости в точке  $c$ , т. е. будем иметь

$$\frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g}.$$

Но так как  $v_c$  значительно больше  $v_a$ , то давление в точке  $c$ , равное  $p_c$ , будет значительно меньше  $p_a$ ; оно может достигнуть

давления насыщенных паров и жидкость начнет кипеть. Возникнет явление кавитации. Если положить приближенно  $v_c = v$  — скорости жидкости в трубе,  $v_a = 0$ ,  $p_a$  — внутреннему давлению в трубе, то для давления насыщения паров  $p_{н.п}$  можно написать приближенную зависимость

$$\frac{p_{н.п}}{\gamma} = \frac{p_c}{\gamma} \approx \frac{p_a}{\gamma} - \frac{v^2}{2g}, \quad (46)$$

или

$$\frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_{н.п}}{\gamma} \approx \frac{v^2}{2g}.$$

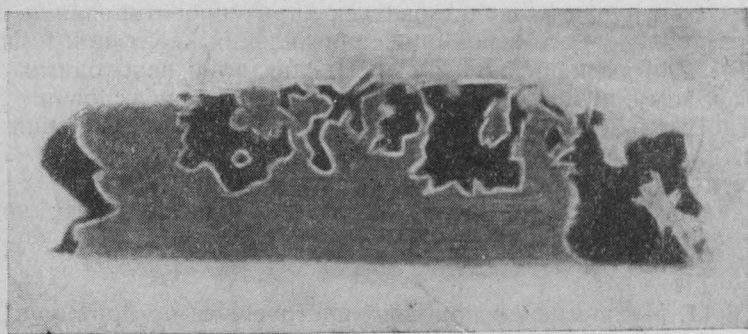


Рис. 35. Разрушение поверхности чугуна вследствие кавитации

А так как давление насыщения паров  $p_{н.п}$  близко к нулю, то условие возникновения кавитации  $\frac{v^2}{2g} \approx \frac{p_a}{\gamma}$ .

Таким образом, можно полагать, что кавитация возникает при скоростном напоре, равном пьезометрическому напору в трубе, или большем его. Так как такое положение практически встречается редко, то и с явлением кавитации приходится довольно часто сталкиваться в задвижках, кранах, насосах, во всех случаях обтекания технических деталей при относительно малых давлениях и относительно больших скоростях движения. Кавитация — нежелательное явление в технических устройствах. При кавитации возможно разрушение отдельных деталей; в насосах, например, наблюдается резкое снижение их производительности, в гидравлической аппаратуре — ее пропускной способности и т. д. На рис. 35 показан образец разрушения чугунной детали вследствие кавитации.

Для расчета кавитации пользуются безразмерным коэффициентом кавитации  $\kappa$

$$\kappa = \frac{p_1 - p_{н.п.}}{\frac{v^2}{2g}}. \quad (47)$$

Из уравнения видно, что  $\kappa$  представляет собой множитель, характеризующий условие равенства левой и правой частей уравнения (46). Коэффициент  $\kappa$  определяется опытным путем.

Разработанных методов расчета явления кавитации в гидравлических аппаратах, водопроводной арматуре и других технических устройствах пока не имеется, поэтому при проектировании часто приходится обращаться к эксперименту. Основные же положения, которыми следует руководствоваться при проектировании, вытекают из приведенного выше описания явления кавитации и формулы (46). Для уменьшения явления кавитации необходимо стремиться к тому, чтобы были соблюдены следующие условия:

относительно невысокая абсолютная скорость движения жидкости;

увеличенное абсолютное давление жидкости;

плавное, без отрыва струек и образования вихревых водоворотных зон обтекание жидкостью твердых стенок.

## § 11. Механизмы и приборы, построенные на принципе использования закона (уравнения) Бернулли

Закон (уравнение) Бернулли используется во многих приборах и механизмах, применяемых в технике. Рассмотрим некоторые из них.

1. **Водомер Вентури**, предложенный впервые в 1887 г., отличается простотой и надежностью в эксплуатации, вследствие чего такие водомеры получили большое распространение в качестве приборов для измерения расхода жидкости.

Водомер Вентури представляет собой простое сужение в трубе (рис. 36). Так как в сужении, вследствие увеличения скорости по закону Бернулли, давление уменьшается, причем уменьшение давления пропорционально увеличению скорости в сечении, то по разности давлений перед сужением и в самом сужении можно определить скорость воды, а по скорости и расходы. Разность давлений в сечениях измеряется с помощью дифференциального манометра. Уравнение Бернулли для сечений I—I и II—II имеет вид

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g},$$



или показания дифференциального манометра

$$\Delta h = \frac{p_2}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g}.$$

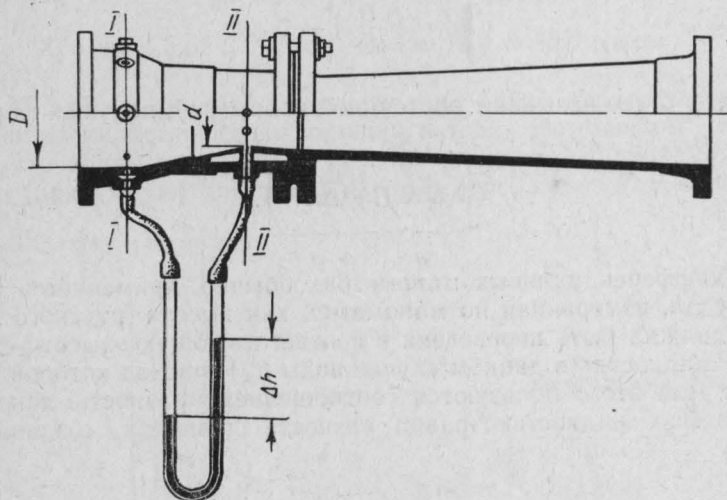


Рис. 36. Водомер Вентури

Разные скорости в сечениях можно выразить через одну, например, через  $v_1$ , пользуясь соотношением (39)

$$v_2 = v_1 \frac{D^2}{d^2}.$$

Тогда

$$\Delta h = \frac{v_1^2}{2g} \left( \frac{D^2}{d^2} \right)^2 - \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} \left[ \left( \frac{D^2}{d^2} \right)^2 - 1 \right].$$

Отсюда

$$v_1 = \sqrt{\frac{1}{\left( \frac{D}{d} \right)^4 - 1}} \sqrt{2g\Delta h},$$

или

$$Q = \omega_1 v_1 = \omega_1 \sqrt{\frac{1}{\left( \frac{D}{d} \right)^4 - 1}} \sqrt{2g\Delta h}.$$

Обозначая постоянную для данного водомера не зависящую от расхода величину

$$\omega_1 \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{D}{d}\right)^4 - 1}} \sqrt{2g}$$

через  $C$  (ее называют постоянной водомера), получим формулу

$$Q = C \sqrt{\Delta h}. \quad (48)$$

В дифференциальных манометрах обычно применяется ртуть, поэтому  $\Delta h$ , измеренная по манометру, как высота ртутного столба  $h_p$ , должна быть переведена в соответствующую высоту столба той же жидкости (в данном случае воды  $h_v$ ), расход которой измеряется. Для этого пользуются соотношением: разность давлений, создаваемых жидкостью, равна разности давлений, создаваемых ртутью

$$\Delta p_p = \Delta p_v,$$

или

$$\gamma_p h_p = \gamma_v h_v.$$

Отсюда

$$h_v = h_p \frac{\gamma_p}{\gamma_v}.$$

Таким образом,

$$Q = C \sqrt{\Delta h_p \frac{\gamma_p}{\gamma_v}}.$$

**Пример.** Диаметр водомера до сужения  $D = 100$  мм, в сужении  $d = 50$  мм. Измеряемая жидкость — вода. Разность показаний ртутного дифференциального манометра  $\Delta h_p = 100$  мм. Определить расход воды.

**Решение.** Постоянная водомера

$$C = \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{D}{d}\right)^4 - 1}} \sqrt{2g} = 0,785 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{1}{0,5}\right)^4 - 1}} \sqrt{2 \cdot 98,1} = 2,83.$$

$$V \sqrt{\frac{\gamma_p}{\gamma_v}} = V \sqrt{\frac{13,6}{1,0}} = 3,68.$$

Расход

$$Q = 2,83 \cdot 3,68 \sqrt{\Delta h} = 10,4 \sqrt{I} = 10,4 \text{ дм}^3/\text{сек} \text{ (л/сек)}.$$

2. **Струйные аппараты** представляют собой аппараты для подкашивания жидкости, газа, порошка и т. д. Источником энергии струйного аппарата является рабочая жидкость, подаваемая в рабочую (вакуумную) камеру 1 (рис. 37) через сопло 2. В сопле ско-

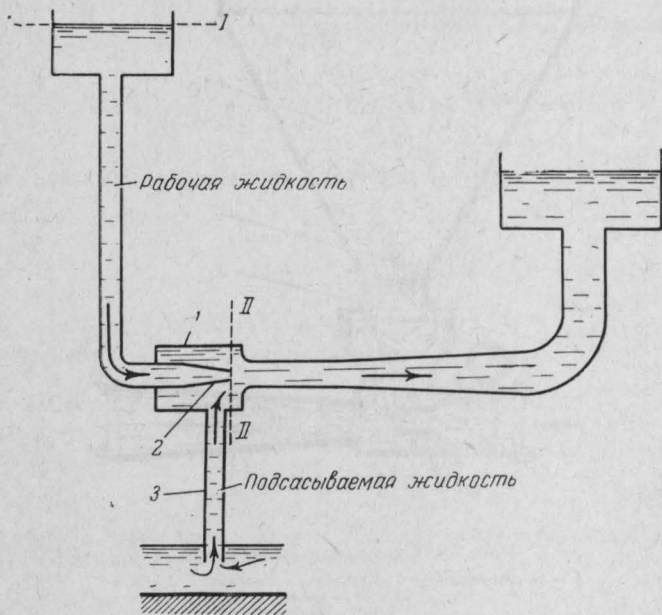


Рис. 37. Схема струйного аппарата

1 — вакуумная камера; 2 — сопло; 3 — всасывающая труба

рость струи жидкости увеличивается, вследствие чего давление в рабочей камере уменьшается и может достигнуть вакуума. К рабочей камере подсоединена всасывающая труба 3, по которой вследствие перепада давлений поступает подкашиваемая жидкость. Струйные аппараты нашли очень широкое применение вследствие своей простоты.

В пожарном деле струйные аппараты применяются в качестве пеногенераторов и пеносмесителей (установки для получения воз-

душно-механической и химической пены), газоструйных аппаратов для заполнения всасывающих линий центробежных насосов перед пуском их в действие.

Недостатком струйных аппаратов является их низкий коэффициент полезного действия, составляющий около 25—30%.

На рис. 38 показан пеногенератор ПГМ-50. Основной деталью пеногенератора является суживающееся сопло 4 в замкнутой так называемой вакуумной камере. Вода в сопле приобретает большую скорость, вследствие чего давление ее падает. При определенных

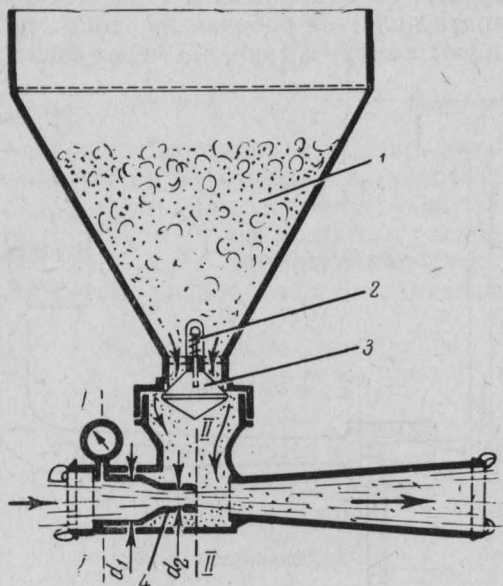


Рис. 38. Схема пеногенератора

1 — пенопорошок; 2 — пружина клапана; 3 — клапан; 4 — сопло

величинах скорости на выходе из сопла, а следовательно, и в камере можно получить давление меньше атмосферного — вакуум. Тогда пенопорошок будет поступать под действием атмосферного давления в вакуумную камеру.

Используя уравнение Бернулли, можно подсчитать величину вакуума в вакуумной камере.

Проведем такой расчет применительно к пеногенератору ПГМ-50. Давление перед генератором обычно поддерживают равным около 4 атм при расходе 9 л/сек. Диаметр  $d$  входного штуцера пеногенератора равен 70 мм, сопла  $d_2 = 20$  мм.

Составим уравнение Бернулли для сечений I—I (входной штуцер) и II—II (выходное сечение сопла). За ось сравнения примем горизонтальную линию, проходящую через центр сопла.

Тогда

$$z_1 = z_2 = 0.$$

Уравнение Бернулли примет вид:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g}.$$

Можно найти скорости воды в первом и втором сечениях

$$v_1 = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q_4}{\pi d^2} = \frac{9.4}{3.14 \cdot 0.7^2} = 23.4 \text{ дм/сек} = 2.34 \text{ м/сек},$$

$$v_2 = \frac{9.4}{3.14 \cdot 0.2^2} = 286 \text{ дм/сек} = 28.6 \text{ м/сек}.$$

Таким образом, в уравнении Бернулли неизвестной величиной является давление  $\frac{p_2}{\gamma}$

$$\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g}.$$

Будем оперировать абсолютным давлением.

Тогда  $p_1 = 4.0 \text{ кг/см}^2 + 1.0 \text{ кг/см}^2 = 5.0 \text{ кг/см}^2$ , или

$$\frac{p_1}{\gamma} = 50 \text{ м вод. ст.}$$

Абсолютное давление во втором сечении определится после подстановки в уравнение Бернулли известных величин

$$\frac{p_2}{\gamma} = 50 + \frac{2.34^2}{2 \cdot 9.81} - \frac{28.6^2}{2 \cdot 9.81} = 50 + 0.28 - 42.7 = 7.6 \text{ м}.$$

Таким образом, в вакуумной камере имеем недостаток давления до атмосферного (вакуум) в  $10 - 7.6 = 2.4 \text{ м}$ . Такой вакуум будет наблюдаться при герметично закрытой вакуумной камере. При подаче порошка давление в камере будет иным. Для расчета его необходимы дополнительные данные, учитывающие влияние поступления в камеру порошка. Это так называемая задача о смешении потоков.

**3. Ствол-водомер.** Для измерения расхода воды, подаваемой от автонасосов, в пожарном деле часто применяются стволы с манометрами (рис. 39).



Ствол состоит из корпуса 1 с манометром 2 и насадка 3.

Принцип действия такого ствола основан на преобразовании потенциальной энергии в кинетическую.

Составляя уравнение Бернулли для сечения I—I и II—II, получим

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{п.}}$$

Так как давление в струе  $P_2$  равно атмосферному (избыточное давление равно нулю), а  $\frac{p_1}{\gamma}$  — показания манометра в метрах водяного столба  $H_{\text{м}}$ , то будем иметь

$$H_{\text{м}} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} - h_{\text{п.}}$$

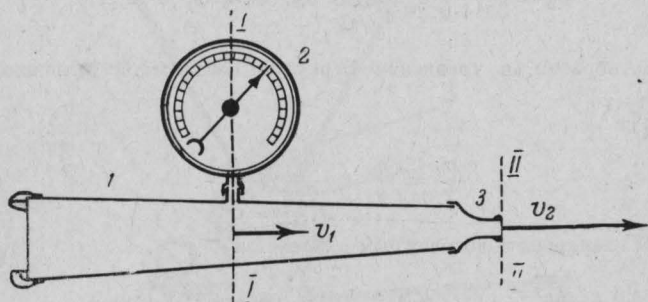


Рис. 39. Схема ствола с манометром

1 — ствол; 2 — манометр; 3 — насадок

Пренебрегая скоростным напором  $\frac{v_1^2}{2g}$  и потерями напора в насадке  $h_{\text{п}}$  (они составляют очень малую величину по сравнению с пьезометрическим напором  $H_{\text{м}}$ ), получим

$$v_2 = \sqrt{2gH_{\text{м}}}$$

и

$$Q = \omega \sqrt{2gH_{\text{м}}}.$$

**Пример.** Показание манометра, установленного на стволе, равно 4 атм. Диаметр насадка 25 мм. Определить расход из ствола.

Решение:

$$Q = \omega \sqrt{2gH_{\text{м}}} = 0,785 \cdot 0,25^2 \sqrt{2 \cdot 98,1 \cdot 400} = 13,6 \text{ дм}^3/\text{сек} = 13,6 \text{ л/сек}.$$

4. Трубка Пито (рис. 40) для измерения расхода из пожарных стволов. Принцип действия трубки тот же, что и трубки для измерения скоростного напора в трубе. Однако в описываемой трубке скоростной напор измеряется не в метрах водяного столба, а в атмосферах, так как она соединена с обычным пружинным манометром.

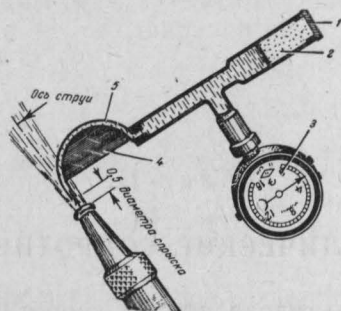


Рис. 40. Схема трубки Пито и ее расположение в струе при измерении расхода воды пожарного ствола

1 — металлическая пробка; 2 — воздух; 3 — манометр; 4 — ребро жесткости; 5 — медная трубка диаметром 2 мм

Трубка вводится в струю, вылетающую из насадка, на расстоянии, равном примерно половине диаметра насадка, так, чтобы срез конца трубки был перпендикулярен оси струи. Так как избыточное давление в струе равно нулю, то показания манометра трубки будут соответствовать скоростному напору струи, и расход определится по формуле

$$Q = \omega_{\text{нас}} \sqrt{2gH_{\text{м}}}$$

**Пример.** Манометр трубки Пито, введенной в струю, вылетающую из насадка диаметром 19 мм, показывает давление 3 атм. Определить скорость струи  $v$  и расход  $Q$  воды.

Решение:

$$v = \sqrt{2gH_{\text{м}}} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 30} = 24,4 \text{ м/сек.}$$

$$Q = 0,785 \cdot 0,19^2 \cdot 24,4 = 6,76 \text{ дм}^3/\text{сек} = 6,76 \text{ л/сек.}$$

## Глава III

### ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

#### § 1. Виды гидравлических сопротивлений

Различают два вида гидравлических сопротивлений, порождающих потери напора:

- сопротивления по длине;
- местные сопротивления.

К первому виду сопротивлений относится сопротивление движению жидкости вследствие трения жидкости о стенку трубы и трения слоев жидкости друг о друга вследствие ее вязкости. Этот вид сопротивлений не вызывает деформации потока.

К местным сопротивлениям относятся сопротивления, вызывающие деформацию потока, появление водоворотных зон, обратных течений, резкое сужение или расширение потока. Сюда могут быть отнесены колена труб, арматура и т. д.

#### § 2. Методы теории размерностей и приложение их к выводу общих формул для определения потерь напора

Интегрирование дифференциальных уравнений Эйлера при решении многих практических задач по гидравлике из-за больших математических трудностей пока что не представляется возможным. Поэтому в гидравлике, помимо интегрирования общих дифференциальных уравнений Эйлера, нашли применение другие, более доступные методы гидравлических исследований. Одним из таких методов является использование опытных данных и обработка их с помощью анализа размерностей. С помощью метода анализа размерностей удастся найти математические выражения, показывающие взаимосвязь между физическими параметрами, характеризующими гидравлический процесс.

В основе метода анализа размерностей положено основное физическое положение, заключающееся в том, что размерность любого гидравлического параметра может быть выражена через размерность трех основных независимых единиц измерения. Если, например, за основные независимые, т. е. такие, которые не могут быть выражены друг через друга, единицы измерения принять метр  $[L]$ , секунду  $[T]$  и килограмм-силу  $[F]$  (техническая система единиц), то формула размерности любого гидравлического параметра  $n_0$  будет иметь вид:

$$[n_0] = L^x T^y F^z.$$

Так, например, для объемного веса  $[\gamma] = \left[ \frac{\kappa \Gamma}{\text{м}^3} \right]$  показатели степени будут

$$x = -3, y = 0, z = 1.$$

Метод анализа размерностей заключается в следующем. Пусть некоторый гидравлический процесс характеризуется рядом гидравлических параметров  $n_0, n_1, n_2, \dots, n_l$ . Такими параметрами могут быть, например, диаметр трубы, средняя скорость, вязкость жидкости и т. д. Математическая зависимость, характеризующая изменение одного параметра (например,  $n_0$ ) в зависимости от других, может быть выражена в общем виде таким образом

$$n_0 = f(n_1, n_2, \dots, n_l). \quad (49)$$

Среди перечисленных параметров можно выделить три независимых основных параметра. В гидравлике в качестве основных параметров принято брать диаметр трубы  $d$  [м], среднюю скорость  $v$  [м/сек], плотность жидкости  $\rho \left[ \frac{\kappa \Gamma \text{сек}^2}{\text{м}^4} \right]$ .

По  $\pi$ -теореме, доказательство которой приводится в специальных курсах\*, количество характеризующих гидравлический процесс параметров можно уменьшить на число независимых параметров (т. е. на три) и зависимость (49) представить в виде безразмерных комплексов

$$\frac{n_i}{n_1^{x_i} n_2^{y_i} n_3^{z_i}} = \pi_i, \quad (50)$$

где

$n_1, n_2, n_3$  — независимые параметры. Показатели степени  $x_i, y_i, z_i$  выбираются такими, чтобы размерности числителя и знаменателя были одинаковыми.

\* См., например, Л. И. Седов. Методы подобия и размерностей в механике. Изд. Техничко-теоретической литературы, 1951.

Функциональная зависимость будет иметь вид

$$\Pi = f(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{l-3}),$$

где  $\Pi$  и  $\pi_i$  — безразмерные комплексы вида (50). Так как количество безразмерных комплексов меньше количества характеризующих параметров, то зависимость получает более простой вид по сравнению с первоначальной параметрической зависимостью вида (49).

Используем теперь метод анализа размерностей для вывода общих формул определения потерь напора по длине и в местных сопротивлениях.

Потери напора на единицу длины трубы  $\frac{p}{l} \frac{\kappa \Gamma / \text{м}^2}{\text{м}}$  в общем зависят от следующих параметров: средняя скорость жидкости  $v$ , диаметр трубы  $d$ , вязкость  $\mu$ , плотность  $\rho$ , высота неровностей на внутренней поверхности трубы  $\Delta$ . Таким образом, общая зависимость будет иметь вид

$$\frac{p}{l} = f(v, d, \mu, \rho, \Delta).$$

Эту зависимость можно представить в виде зависимости безразмерных параметров

$$\frac{p}{l} = f\left(\frac{\mu}{v^{x_1} d^{y_1} \rho^{z_1}}, \frac{\Delta}{v^{x_2} d^{y_2} \rho^{z_2}}\right).$$

Напишем условия равенства размерности числителя и знаменателя каждого безразмерного комплекса.

Для первого безразмерного комплекса

$$\left[\frac{p}{l}\right] = [v]^{x_0} [d]^{y_0} [\rho]^{z_0},$$

или

$$\left[\frac{\kappa \Gamma}{\text{м}^3}\right] = \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}}\right]^{x_0} [\text{м}]^{y_0} \left[\frac{\kappa \Gamma \text{сек}^2}{\text{м}^4}\right]^{z_0} = [\text{м}]^{x_0 + y_0 - 4z_0} [\text{сек}]^{-x_0 + 2z_0} [\kappa \Gamma]^{z_0}.$$

Так как размерности слева и справа должны быть одинаковыми, то показатели степени при одинаковых единицах измерения должны быть также одинаковыми. Например, если для  $\text{м}$  показатель слева равен  $-3$ , а справа  $x_0 + y_0 - 4z_0$ ,



то должно быть

$$-3 = x_0 + y_0 - 4z_0.$$

Аналогично для сек. и  $\kappa\Gamma$

$$0 = -x_0 + 2z_0;$$

$$1 = z_0.$$

Решая совместно эти три уравнения, получаем  $x_0=2$ ,  $y_0=-1$ ,  $z_0=1$ , и первый безразмерный комплекс напишется в виде

$$\frac{\frac{p}{l}}{v^2 d^{-1} Q} = \frac{pd}{v^2 l Q}.$$

Для второго комплекса

$$\frac{\mu}{v^{x_1} d^{y_1} Q^{z_1}}$$

получим уравнение размерности

$$\left[ \frac{\kappa \Gamma \text{сек}}{M^2} \right] = \left[ \frac{M}{\text{сек}} \right]^{x_1} [M]^{y_1} \left[ \frac{\kappa \Gamma \text{сек}^2}{M^4} \right]^{z_1} = [M]^{x_1 + y_1 - 4z_1} [\text{сек}]^{-x_1 + 2z_1} [\kappa \Gamma]^{z_1}.$$

Откуда получим систему

$$-2 = x_1 + y_1 - 4z_1;$$

$$1 = -x_1 + 2z_1;$$

$$1 = z_1.$$

Решая эту систему, получаем

$$x_1 = 1, y_1 = 1, z_1 = 1,$$

и второй безразмерный комплекс получит вид

$$\frac{\mu}{v d Q},$$

а это есть величина, обратная числу Re. Второй комплекс будет иметь вид

$$\frac{1}{\text{Re}}.$$

Для третьего безразмерного комплекса

$$\frac{\Delta}{v^{x_2} d^{y_2} Q^{z_2}}$$

получим уравнение размерности

$$[M] = \left[ \frac{M}{сек} \right]^{x_2} [M]^{y_2} \left[ \frac{\kappa \Gamma \text{сек}^2}{M^4} \right]^{z_2} = [M]^{x_2 + y_2 - 4z_2} [\text{сек}]^{-x_2 + 2z_2} [\kappa \Gamma]^{z_2}.$$

$$\text{Откуда } 1 = x_2 + y_2 - 4z_2;$$

$$0 = -x_2 + 2z_2;$$

$$0 = z_2.$$

Решая совместно, получаем

$$x_2 = 0; y_2 = 1; z_2 = 0.$$

Таким образом, третий комплекс получает вид

$$\frac{\Delta}{d}.$$

Общая функциональная зависимость будет иметь вид

$$\frac{pd}{v^2 l Q} = f \left( \frac{1}{\text{Re}}, \frac{\Delta}{d} \right).$$

Поделив числитель и знаменатель на  $\gamma$  и учитывая, что  $\frac{p}{\gamma}$  есть выражение потерь напора в  $m$  вод. ст.  $-h_n$ , а  $\frac{Q}{\gamma}$  равно  $\frac{1}{g}$ , будем иметь

$$\frac{h_n d g}{v^2 l} = f \left( \frac{1}{\text{Re}}, \frac{\Delta}{d} \right).$$

Откуда после умножения левой и правой части на 2 получаем

$$h_n = 2f \left( \frac{1}{\text{Re}}, \frac{\Delta}{d} \right) \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}.$$

Это и есть основной вид формулы для определения потерь напора по длине.

## Численное значение функции

$$2f\left(\frac{1}{\text{Re}}, \frac{\Delta}{d}\right)$$

называется коэффициентом трения  $\lambda$

$$\lambda = 2f\left(\frac{1}{\text{Re}}, \frac{\Delta}{d}\right). \quad (51)$$

Формула получает вид

$$h_n = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}. \quad (52)$$

Эта формула называется формулой Дарси — Вейсбаха; коэффициент  $\lambda$  в ней определяется опытным путем.

Получим теперь общую формулу для определения потерь напора в местных сопротивлениях. Потери напора в местных сопротивлениях зависят от следующих параметров: средняя скорость  $v$ , вязкость  $\mu$ , плотность  $\rho$ , диаметр трубы  $d$ , форма местного сопротивления.

Таким образом,

$$p = f(v, \mu, \rho, d),$$

или

$$\frac{p}{v^{x_0} d^{y_0} \rho^{z_0}} = f\left(\frac{\mu}{v^{x_1} d^{y_1} \rho^{z_1}}\right).$$

Определим показатели степени  $x_0, y_0, z_0$ .

Так как

$$[p] = [v]^{x_0} [d]^{y_0} [\rho]^{z_0},$$

или

$$\left[\frac{\kappa\Gamma}{M^2}\right] = \left[\frac{M}{\text{сек}}\right]^{x_0} [M]^{y_0} \left[\frac{\kappa\Gamma \text{сек}^2}{M^4}\right]^{z_0} = [M]^{x_0 + y_0 - 4z_0} [\text{сек}]^{-x_0 + 2z_0} [\kappa\Gamma]^{z_0},$$

то получаем

$$\text{для } M \quad -2 = x_0 + y_0 - 4z_0;$$

$$\text{для сек} \quad 0 = -x_0 + 2z_0;$$

$$\text{для } \kappa\Gamma \quad 1 = z_0.$$

Откуда

$$x_0 = 2, y_0 = 0, z_0 = 1$$

и безразмерный комплекс получит вид

$$\frac{p}{v^2 q}.$$

Второй безразмерный комплекс уже был нами получен. Он представляет собой  $\frac{1}{\text{Re}}$ .

Проделявая те же операции (поделив числитель и знаменатель левой части на  $v$  и умножив обе части уравнения на 2), получаем

$$h_m = 2f \left( \frac{1}{\text{Re}} \right) \frac{v^2}{2g}.$$

Форма местного сопротивления может учитываться различными параметрами (углом поворота колена, расширение или сжатие потока и т. д.). Для учета ее в функцию  $2f \left( \frac{1}{\text{Re}} \right)$  должна быть внесена поправка  $\Theta$ .

Тогда получим

$$h_m = 2f \left( \frac{1}{\text{Re}}, \Theta \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (53)$$

Это и будет общий вид формулы для определения потерь напора в местных сопротивлениях. Численное значение функции  $2f \left( \frac{1}{\text{Re}}, \Theta \right)$  обозначают  $\zeta$ . Его называют коэффициентом местного сопротивления.

Тогда формула (53) получит вид

$$\boxed{h_m = \zeta \frac{v^2}{2g}}. \quad (54)$$

Коэффициент местного сопротивления  $\zeta$  определяется опытным путем.

### § 3. Изменение коэффициента трения $\lambda$ в зависимости от $Re$ и $\frac{\Delta}{d}$

Чтобы рассчитать потери напора на трение в трубе по формуле Дарси — Вейсбаха (52), необходимо знать численное значение  $\lambda$ , т. е. численное значение функции

$$2f\left(\frac{1}{Re}, \frac{\Delta}{d}\right) = \lambda.$$

Здесь  $\frac{\Delta}{d}$  представляет собой отношение высоты выступов шероховатости к диаметру трубы. Это отношение называют относительной шероховатостью. Закономерности изменения коэффициента  $\lambda$  в зависимости от изменения числа  $Re$  и  $\frac{\Delta}{d}$  могут быть получены опытным путем. Определение потерь напора является одной из основных задач гидравлики, поэтому исследования такого рода постоянно проводятся в больших масштабах. Теперь ученые обладают большим эмпирическим материалом, который во многом способствует познанию процессов, происходящих при движении жидкости.

Приведем некоторые результаты опытных исследований. Уравнение (51) представляет собой функциональную зависимость от трех переменных  $Re$ ,  $\lambda$  и  $\frac{\Delta}{d}$  и поэтому графически оно может быть изображено семейством кривых. Обычно по оси абсцисс графика в логарифмических координатах откладывают значения  $Re$ , по оси ординат —  $\lambda$ . Тогда на плоскости получим семейство кривых  $\frac{\Delta}{d}$ . В качестве примера приведен график Никурадзе (рис. 41). Из графика видно, что при малых числах  $Re$  ( $\lg Re < 3,4$ ), соответствующих ламинарному режиму движения, коэффициент  $\lambda$  изменяется только в зависимости от  $Re$  и не зависит от относительной шероховатости, так как опытные точки для всех значений относительной шероховатости  $\frac{\Delta}{d}$  лежат на одной прямой (первая область сопротивления), т. е.

$$\lambda_I = f(Re).$$

Это значит, что и потери напора при ламинарном режиме движения не зависят от шероховатости труб.

Влияние шероховатости сказывается только при турбулентном режиме ( $\lg Re > 3,4$ ). При этом значения коэффициента  $\lambda$  будут зависеть как от числа  $Re$ , так и от  $\frac{\Delta}{d}$ . Однако зависимость  $\lambda$  от  $\frac{\Delta}{d}$



проявляется сразу только для больших значений относительной шероховатости; особенно это наглядно видно для  $\frac{\Delta}{d} = 0,03 \div 0,01$ . При относительно малых значениях  $\frac{\Delta}{d}$  (более гладкие трубы) изменение коэффициента происходит по одному закону для всех  $\frac{\Delta}{d}$  (прямая 2), однако с увеличением числа  $Re$  и в этом случае начинает сказываться влияние шероховатости труб. Так, для труб с относительной шероховатостью  $\frac{\Delta}{d} = 0,00198$  влияние шероховатости на коэффициент  $\lambda$  начинает проявляться при  $\lg Re > 4,5$ .

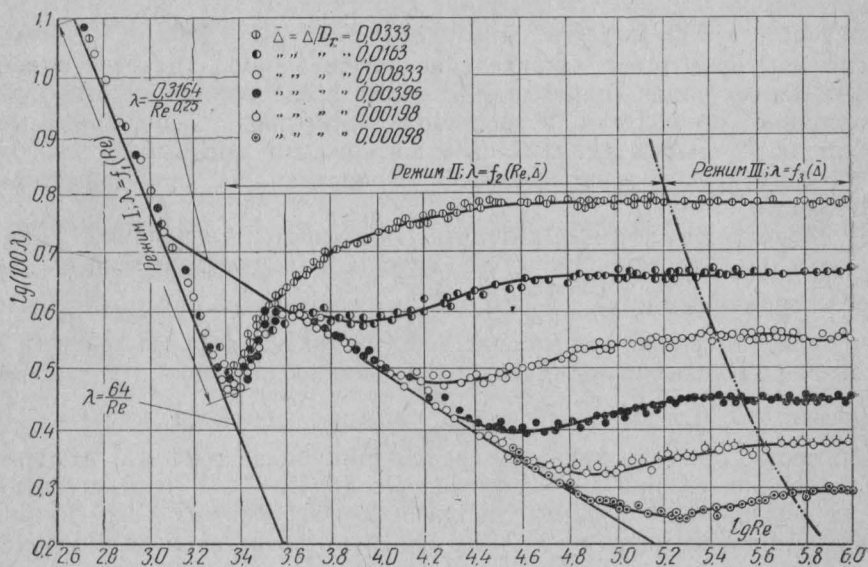


Рис. 41. График зависимости  $\lambda$  от  $Re$  и  $\frac{\Delta}{d}$  для труб с равномерной шероховатостью

Область гидравлических сопротивлений, при которой при турбулентном режиме коэффициент  $\lambda$  изменяется только в зависимости от  $Re$  и не зависит от  $\frac{\Delta}{d}$ , называется областью гидравлически гладких труб.

При дальнейшем увеличении числа  $Re$  можно выделить такие значения  $Re$ , начиная с которых значения  $\lambda$  не изменяются, как бы

24

велико ни было число  $Re$  (режим III). Например, для труб с относительной шероховатостью  $\frac{\Delta}{d} = 0,00833$  этот режим наступает при  $\lg Re > 5,4$ . При этом режиме  $\lambda$  не зависит от  $Re$  и является только функцией  $\frac{\Delta}{d}$

$$\lambda = f\left(\frac{\Delta}{d}\right).$$

Если  $\lambda$  не зависит от  $Re$ , то, следовательно, оно не зависит и от скорости  $v$ , поэтому из формулы Дарси — Вейсбаха следует, что в этой области сопротивлений потери напора пропорциональны квадрату скорости. Поэтому эта область называется *квадратичной или областью гидравлически шероховатых труб*.

Между областью гидравлически гладких и гидравлически шероховатых труб находится промежуточная зона (режим II). Из графика видно, что в этой зоне коэффициент  $\lambda$  изменяется как в зависимости от  $Re$ , так и от  $\frac{\Delta}{d}$ , т. е.

$$\lambda = f\left(Re, \frac{\Delta}{d}\right).$$

Таким образом, общая формула

$$\lambda = f\left(\frac{1}{Re}, \frac{\Delta}{d}\right)$$

представляет собой сложную закономерность, в которой в зависимости от величины  $Re$  влияние  $\frac{\Delta}{d}$  на  $\lambda$  либо может не сказываться вовсе, тогда основное влияние на  $\lambda$  оказывает число  $Re$ , либо играть решающую роль настолько, что влияние  $Re$  пропадает.

#### § 4. Физический смысл влияния шероховатости труб на потери напора

При турбулентном режиме движения непосредственно у стенок потока турбулентное перемешивание жидкости не происходит из-за наличия самой стенки, стесняющей поперечные перемещения частиц. В слое жидкости, примыкающем непосредственно к стенке, может наблюдаться параллельно струйное ламинарное движение. Этот слой называют пристенным ламинарным слоем или пограничным ламинарным слоем в отличие от основного турбулентного потока, который называют турбулентным ядром (рис. 42).

Толщина ламинарного слоя  $\delta_{\text{л}}$  может изменяться в зависимости от скорости движения жидкости. Независимость коэффициента  $\lambda$  от шероховатости трубы в гидравлически гладких трубах объясняется тем, что в таких трубах все выступы шероховатости не выходят из зоны пристенного ламинарного слоя, прикрываются им (рис. 42). Таким образом, получается, что хотя в целом режим дви-

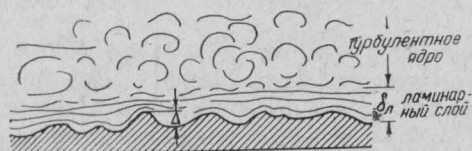


Рис. 42. Схема обтекания выступов шероховатости турбулентным потоком при относительно малых  $\frac{\Delta}{d}$



Рис. 43. Схема обтекания выступов шероховатости турбулентным потоком при относительно больших  $\frac{\Delta}{d}$

жения турбулентный, выступы шероховатости находятся в ламинарном потоке, а как это было уже показано, при ламинарном движении потери напора не зависят от шероховатости.

Если обозначить среднюю высоту выступов через  $\Delta$ , то условие существования гладких труб

$$\delta_{\text{л}} > \Delta.$$

Абсолютная шероховатость в этом случае не влияет на величину коэффициента сопротивления трению  $\lambda$  и, следовательно, — на величину потерь напора.

При относительно большой высоте выступов шероховатости  $\Delta$  или с увеличением скорости движения ламинарный слой разрушается, а выступы шероховатости попадают в турбулентное ядро (см. рис. 43). В этом случае выступы шероховатости являются очагами возмущения потока, позади выступов создаются дополнительные вихри, на образование которых затрачивается механическая энергия движения потока. Если турбулентное ядро соприкасается с выступами шероховатости, то потери напора будут зависеть от вида абсолютной шероховатости.

Понятия гидравлически гладких и шероховатых труб — относительные. Одна и та же труба может быть как гидравлически гладкой, так и гидравлически шероховатой. При малых скоростях движения ламинарный слой устойчивый и может прикрывать выступы шероховатости, если они имеют относительно небольшую величину. В этом случае имеют дело с гидравлически гладкой трубой. С увеличением скорости толщина ламинарного слоя уменьшается, а при некоторой достаточно большой скорости ламинарный слой разрушается и выступы шероховатости попадают в турбулентное ядро. В этом случае имеют дело с гидравлически шероховатой трубой.

## § 5. Формулы для определения величины коэффициента сопротивления трению $\lambda$

Построить единую формулу, по которой можно было бы определять  $\lambda$  по числу  $Re$  и относительной шероховатости, для всех областей сопротивлений не удастся. Обычно ограничиваются формулами отдельно для каждой области сопротивлений.

Как видно из рис. 41, для ламинарного режима движения зависимость  $\lambda$  от  $Re$  в логарифмических координатах линейная. Уравнение этой прямой в логарифмических координатах будет иметь вид:

$$\lg \lambda = \lg A - m \lg Re,$$

где

$m$  — угловой коэффициент прямой;

$\lg A$  — отрезок, отсекаемый прямой от оси ординат.

После потенцирования получаем формулу в общем виде

$$\lambda = \frac{A}{Re^m}.$$

Опытным и теоретическим путем можно найти величины  $A$  и  $m$ . Для ламинарного движения  $A=64$ ,  $m=1$  и формула для  $\lambda$  (формула Пуазейля — Стокса) приобретает вид

$$\boxed{\lambda = \frac{64}{Re}}. \quad (55)$$

Зависимость  $\lambda = f(\text{Re})$  для гладких труб также линейная. Способом, аналогичным только что приведенному, можно получить формулу для коэффициента  $\lambda$  и для гладких труб:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad (56)$$

Эта формула носит имя Блазиуса, впервые получившего ее для гладких труб в 1911 г.

Формула Блазиуса пригодна для применения в интервале чисел  $\text{Re}$  от 2320 до 100 000.

Для определения  $\lambda$  в квадратичной области сопротивлений можно пользоваться формулой Б. Л. Шифринсона

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{\Delta}{d} \right)^{0,25} \quad (57)$$

Формула Шифринсона применима при

$$\text{Re} \frac{\Delta}{d} > 100. \quad (58)$$

Для расчета бывших в эксплуатации водопроводных труб в квадратичной области сопротивлений можно использовать формулу Ф. А. Шевелева

$$\lambda = \frac{0,021}{d^{0,3}} \quad (59)$$

Здесь  $d$  в м.

Помимо отдельных формул для различных областей сопротивления, предложены универсальные формулы для  $\lambda$ , применимые во всех областях турбулентного режима движения. В качестве примера приведем здесь упрощенную формулу А. Д. Альтшуля

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{1/4} \quad (60)$$



При условии

$$\text{Re} \frac{\Delta}{d} \ll 100,$$

или, что то же самое,

$$\frac{\Delta}{d} \ll \frac{100}{\text{Re}},$$

величиной  $\frac{\Delta}{d}$  можно пренебречь по сравнению с  $\frac{100}{\text{Re}}$  и формула (60) совпадает с формулой Блазиуса

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{100}{\text{Re}} \right)^{1/4} = \frac{0,316}{\text{Re}^{1/4}}.$$

При  $\text{Re} \frac{\Delta}{d} \gg 100$  формула (60) совпадает с формулой Шифринсона

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{\Delta}{d} \right)^{1/4}.$$

Для расчета коэффициента  $\lambda$  предлагается запомнить две формулы

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \text{ при } \text{Re} < 2320;$$
$$\lambda = 0,1 \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{1/4} \text{ при } \text{Re} > 2320$$

✓

Ориентировочные значения шероховатостей  $\Delta$  для труб из различных материалов приводятся в табл. 3\*.

---

\* А. Д. Альтшуль. Гидравлические потери на трение в трубопроводах. Госэнергоиздат, 1963,

Таблица 3

Значения шероховатости  $\Delta$  для труб

Материал, вид и состояние трубы	Пределы изменений в мм
Давленные или тянутые трубы (стеклянные, свинцовые, латунные, медные, алюминиевые и пр.), очень чистые . . . . .	$\frac{0,0015}{0,0-0,003}$
Стальные трубы. Бесшовные стальные трубы высшего качества изготовления . . . . .	$\frac{0,02}{0,015-0,03}$
Новые и чистые стальные трубы с хорошо выполненными стыками . . . . .	$\frac{0,073}{0,045-0,15}$
Стальные трубопроводы, не подверженные коррозии (паропроводы, питательные трубопроводы, трубопроводы регенеративного цикла). Газопроводные трубы после первого года эксплуатации. Трубы систем отопления . . . . .	$\frac{0,18}{0,09-0,30}$
Новые оцинкованные стальные трубы с хорошо выполненными стыками . . . . .	$\frac{0,22}{0,15-0,45}$
Стальные трубы, подверженные коррозии, бывшие в употреблении, умеренно заржавевшие . . . . .	$\frac{0,73}{0,44-1,02}$
Стальные трубы сильно заржавевшие . . . . .	$\frac{4,5}{3,0-6,0}$
Чугунные трубы. Новые черные чугунные трубы . . . . .	$\frac{0,4}{0,3-0,73}$
Обыкновенные чугунные трубы, бывшие в употреблении . . . . .	$\frac{1,5}{0,75-2,2}$ <i>ср. 0,8 мм</i>
Очень старые чугунные трубы с отложениями . . . . .	$\frac{4,0}{3,0-7,5}$
Новые асбестоцементные трубы . . . . .	0,045—0,15
Фанерные трубы высокого качества . . . . .	0,3—0,073

Пример. По новой стальной трубе диаметром 100 мм, длиной 150 м перекачивается нефть при температуре 15°. Расход нефти  $Q = 20$  л/сек. Кинематический коэффициент вязкости  $\nu$  для нефти равен 299,6 мм<sup>2</sup>/сек.

Определить потери напора в трубе.

Решение. Определим режим движения нефти

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{Qd}{0,785d^2\nu} = \frac{Q}{0,785d\nu} = \frac{0,020 \cdot 10^7}{0,785 \cdot 0,1 \cdot 299,6} = 8555.$$

Имеем  $Re = 8555 > 2320$ , следовательно режим движения турбулентный. Поэтому для определения  $\lambda$  можно воспользоваться формулой А. Д. Альтуля

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{100}{Re} \right)^{1/4}.$$

Значение  $\Delta$  принимаем по табл. 3 как для новых стальных труб равным 0,1

$$\lambda = 0,1 \left( \frac{0,1}{100} + \frac{100}{8555} \right)^{1/4} = 0,033.$$

Потери напора

$$h_n = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = 0,033 \frac{150}{0,1} \frac{0,020^2}{(0,785 \cdot 0,1^2) \cdot 2 \cdot 9,81} = 16,5 \text{ м.}$$

## § 6. Изменение коэффициента местного сопротивления $\zeta$ в зависимости от $Re$ и вида местного сопротивления

График зависимости  $\zeta = f(Re, \text{тип местного сопротивления})$  показан на рис. 44. Из графика видно, что, начиная с некоторого числа  $Re$ , коэффициент  $\zeta$  остается постоянным для данного сопротивления, как бы велико ни было число  $Re$ . Таким образом, и для местных сопротивлений можно выделить квадратичную область. В квадратичной области сопротивлений потери напора будут пропорциональны квадрату средней скорости воды в трубе. Значение  $\zeta_{KB}$  будет зависеть только от типа местного сопротивления.

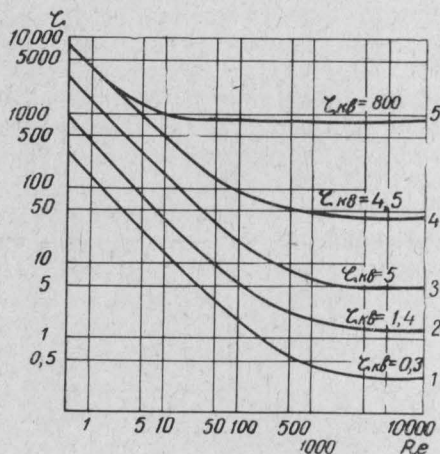


Рис. 44. График  $\lambda = f(Re)$  для различных местных сопротивлений (опыты Джона и Раули)

1 — тройник; 2 — шаровой клапан; 3 — угольник  $90^\circ$ ; 4 — разъемный клапан; 5 — диафрагма ( $n=0,05$ )

Значения  $\zeta_{\text{кв}}$  для некоторых видов местных сопротивлений приводятся в табл. 5.

При очень малых значениях чисел Re значение  $\zeta$  можно вычислить по формуле, предложенной Н. В. Левкоевой\*:

$$\zeta = \frac{A}{\text{Re}},$$

где

$$A = \frac{48}{\zeta_{\text{кв}}^{0,6}}.$$
(61)

Формула (61) применима при

$$\text{Re} < \frac{32}{\zeta_{\text{кв}}^{0,5}}.$$

Значения  $A$  и  $\text{Re}$ , вычисленные по полученным формулам, приводятся в табл. 4.

Таблица 4

Значение  $A$  и  $\text{Re}$  для расчета коэффициентов местных сопротивлений при малых значениях  $\text{Re}$

$\zeta_{\text{кв}}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$A$	48	72	93	110	126	138	152	166	178	191
$\text{Re}$	32	22,6	18,5	16,0	14,4	13,1	12,1	11,3	10,7	10,1

$\zeta_{\text{кв}}$	12	14	16	18	20	30	40	60	100	—
$A$	214	235	252	270	289	370	437	600	760	—
$\text{Re}$	9,2	8,6	8,0	7,6	7,2	5,9	5,0	4,1	3,2	—

\* Н. В. Левкоева. О влиянии числа Рейнольдса на величину коэффициентов сопротивления диафрагм. Известия вузов, «Авиационная техника», 1959, № 2.

## § 7. Определение коэффициента местного сопротивления опытным путём. Таблица коэффициентов местных сопротивлений

Для определения коэффициента местного сопротивления  $\zeta$  необходимо измерить потери напора в нем  $h_{\Pi}$  и определить скоростной напор  $\frac{v^2}{2g}$  в трубе.

Тогда

$$\zeta = \frac{h}{\frac{v^2}{2g}}.$$

Потери напора

$$h = \left( \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} \right) - \left( \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \right).$$

Пьезометрический напор  $\frac{p}{\gamma}$  определяется по показаниям пьезометров. Для определения скоростного напора необходимо определить расход жидкости и по нему вычислить среднюю скорость. Если средняя скорость жидкости до местного сопротивления и после него одинакова, то для определения потерь напора достаточно замерить разности пьезометрических напоров.

Небезразличен выбор места установки пьезометра. Если пьезометры установить непосредственно до и за местным сопротивлением, то показания не будут характеризовать потери на местное сопротивление, так как возмущение потока от местных сопротивлений распространяется на достаточно большое расстояние.

Пьезометры необходимо устанавливать в тех сечениях потока, в которых турбулентный поток установился, что в зависимости от вида местного сопротивления имеет место на расстоянии  $l = 10 - 20$  диаметров от местного сопротивления. Однако в этом случае разность показаний пьезометров будет представлять собой не только потери в местном сопротивлении, но и линейные потери на расстоянии, равном расстоянию между пьезометрами.

Чтобы отделить местные потери от линейных на расстоянии, равном расстоянию между пьезометрами, устанавливают еще один пьезометр 3 (рис. 45). Тогда разность крайних пьезометров представляет собой

$$h_{кр} = h_3 - h_2 = h_m + 3h_d.$$

Разность средних пьезометров

$$h_{ср} = h_1 - h_2 = h_m + 2h_d.$$



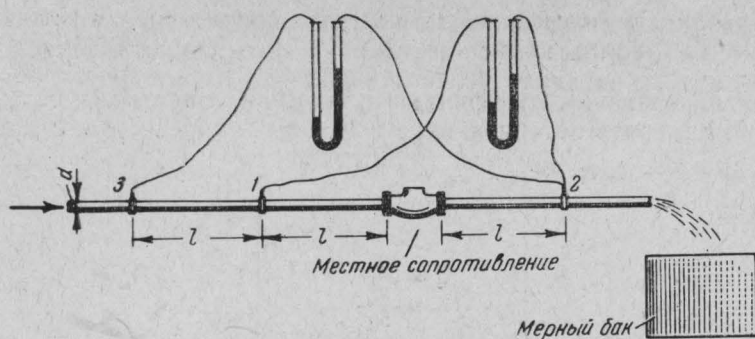


Рис. 45. Схема опытной установки для определения коэффициента местного сопротивления

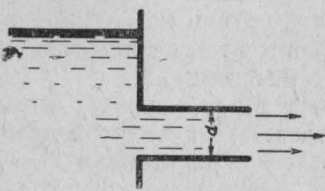
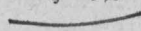
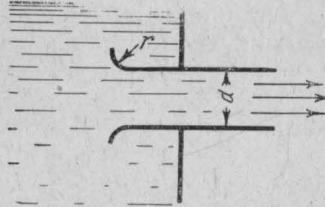
1—3 — точки установки пьезометров

Решая два уравнения совместно, получаем

$$h_m = 3h_{cp} - 2h_{кр}.$$

В табл. 5 приводятся значения коэффициентов местных сопротивлений.

Значения коэффициентов местных сопротивлений Таблица 5

<p>Прямой вход в трубу</p> 	<p><math>\zeta = 0,5</math></p> 												
<p>Скругленный вход в трубу с торцевой стенкой</p> 	<table><tr><td><math>r/d</math></td><td>0,02</td><td>0,04</td><td>0,08</td><td>0,12</td><td>0,2</td></tr><tr><td><math>\zeta</math></td><td>0,36</td><td>0,26</td><td>0,15</td><td>0,09</td><td>0,03</td></tr></table>	$r/d$	0,02	0,04	0,08	0,12	0,2	$\zeta$	0,36	0,26	0,15	0,09	0,03
$r/d$	0,02	0,04	0,08	0,12	0,2								
$\zeta$	0,36	0,26	0,15	0,09	0,03								



Скругленный вход в трубу без торцевой стенки

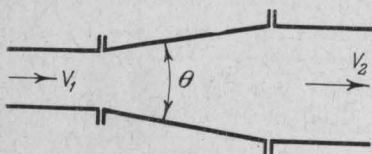
$r/d$	0,02	0,04	0,08	0,12	0,2
$\zeta$	0,74	0,51	0,2	0,1	0,03



Внутренний вход в трубу (нескругленный)

при  $l > 0,5d$ 

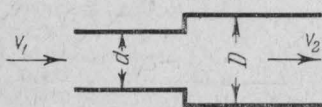
$b/d$	0	0,02	0,05
$\zeta$	1,0	0,73	0,5



Диффузор

$$h = \varphi \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}$$

$\theta$ в град.	7,5	10	15	20	30
$\varphi$	0,14	0,16	0,27	0,43	0,81



Внезапное расширение трубы

$$h_m = \zeta \frac{v_2^2}{2g}$$

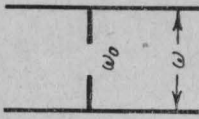
$$\zeta = \left( \frac{D^2}{d^2} - 1 \right) = \left( \frac{\Omega}{\omega} - 1 \right)$$



Внезапное сужение трубы

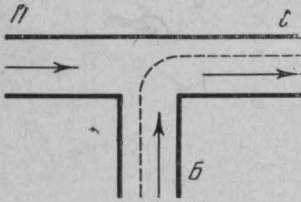
$$h_m = \zeta \frac{v_2^2}{2g}$$

$$\zeta = 0,5 \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2 \right]$$



Диафрагма

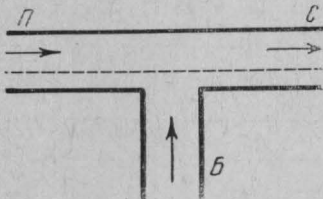
$\frac{\omega_0}{\omega}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta$	245	51,5	18,2	8,3	4,0	2,0	0,97	0,42	0,13	0



Тройник (для бокового потока)

$$\zeta_{сб} = \frac{h}{\frac{v_c^2}{2g}}$$

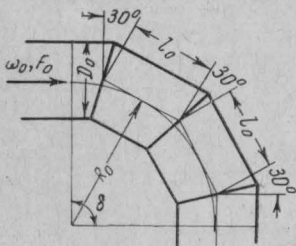
$Q_6/Q_c$	$\omega_6/\omega_c$	
	0,5	1,0
0,5	1,0	0,5
1,0	4,0	1,2



Тройник (для прямого потока)

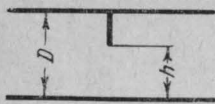
$$\zeta_{сп} = \frac{h}{\frac{v_c^2}{2g}}$$

$Q_6/Q_c$	0,5	1,0
$\zeta$	0,53	0,55



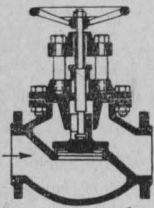
Сварное колено

$\frac{l}{D}$	0,2	0,6	1,0	2,0	4,0
$\frac{R_0}{D}$	0,37	1,12	1,97	3,74	7,46
$\zeta$	0,9	0,6	0,3	0,26	0,2



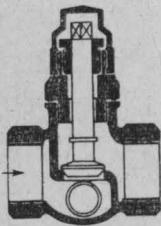
Задвижка

$\frac{h}{D}$	0,25	0,5	1,0
$\zeta$	30,0	5,3	0,15



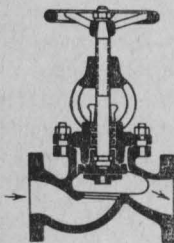
Вентиль (дели-  
тельная стенка  
под углом 45°)

$D$ в мм	20	40	80	100	150
$\zeta$	8,0	4,9	4,0	4,1	4,4



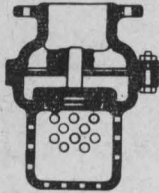
Вентиль (дели-  
тельная стенка  
вертикальная)

$D$ в мм	20	25	30	40	50
$\zeta$	10,5	9,3	8,6	7,6	6,9

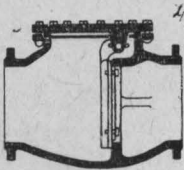


Вентиль  
«Рей»

$\zeta = 3,4$

Всасывающий  
клапан с сеткой

$D$ в мм	40	70	100	200	300
$\zeta$	12	8,5	7,0	4,7	3,7

Обратный кла-  
пан

$D$ в мм	40	70	100	200	300
$\zeta$	1,3	1,4	1,5	1,9	2,1

**Пример.** Для сохранения пожарных запасов воды в запасных резервуарах водопровода предложено всасывающую линию хозяйственных насосов оборудовать воздушной трубкой небольшого диаметра (рис. 46 а). Верхний срез трубки находится на уровне пожарного запаса в резервуаре. Полагали, что при снижении уровня воды до пожарного запаса воздух вследствие вакуума проникнет через трубку во всасывающую трубу хозяйственных насосов, произойдет срыв работы насоса и забор воды прекратится. Таким образом, забор пожарного запаса хозяйственными насосами как будто бы исключается. Однако в действительности на действующей установке срыв работы насоса не происходил. Объяснить причину отсутствия срыва работы насоса. Данные установки: диаметр всасывающей трубы 150 мм, расход воды 30 л/сек, всасывающая труба оборудована сеткой с обратным клапаном и отводом. Остальные размеры приводятся на чертеже.

**Решение.** Очевидно, что воздух будет поступать во всасывающую трубу только в том случае, если в сечении, к которому приварена трубка, создается вакуум.



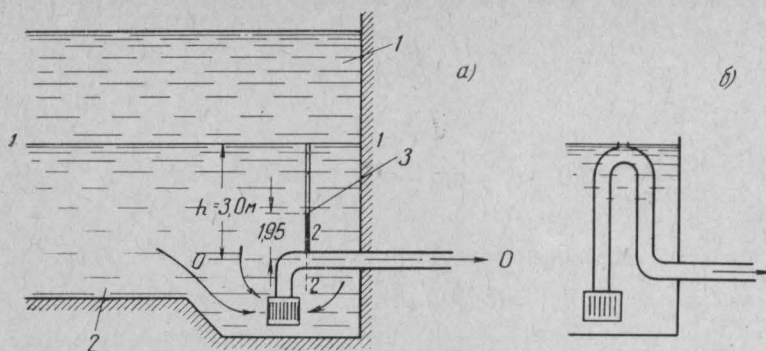


Рис. 46. Приемы сохранения пожарных запасов воды в резервуарах  
1 — регулирующий запас воды; 2 — пожарный запас воды; 3 — трубка диаметром 25 мм)

Определим величину давления, которое установится в сечении 2—2. Для этого составим уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2. Если за ось сравнения принять ось 0—0 и оперировать избыточным давлением, то будем иметь

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_m + h_d,$$

где

$$z_1 = 3,0 \text{ м};$$

$$\frac{p_1}{\gamma} = 0 \text{ (избыточное давление в первом сечении);}$$

$\frac{v_1^2}{2g} = 0$  (так как скорость снижения уровня в первом сечении очень мала по сравнению с прочими величинами);

$$z_2 = 0;$$

$$\frac{p_2}{\gamma} \text{ — неизвестная величина давления во втором сечении;}$$

$\frac{v_2^2}{2g}$  — скоростной напор во втором сечении. Его можно вычислить, зная расход  $Q$  и площадь поперечного сечения трубы  $\omega$ ;

$h_m$  — потери на местные сопротивления.

Так как из местных сопротивлений имеется сетка с клапаном и колено, то

$$h_m = (\zeta_{\text{кл}} + \zeta_{\text{кол}}) \frac{v_2^2}{2g}.$$

Величины  $\zeta$  принимаем согласно табл. 5.

$$\zeta_{\text{кл}} \approx 6,0; \zeta_{\text{кол}} \approx 0,5;$$

$h_d$  — линейные потери на участке от сечения 1—1 до 2—2, их величиной можно пренебречь.

Таким образом, уравнение Бернулли будет иметь вид:

$$3,0 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + (\zeta_{\text{кл}} + \zeta_{\text{кол}}) \frac{v_2^2}{2g},$$

или

$$\frac{p_2}{\gamma} = 3,0 - (1 + 6,0 + 0,5) \frac{v_2^2}{2g} = 3,0 - 7,5 \frac{v_2^2}{2g}.$$

Вычислим скоростной напор  $\frac{v_2^2}{2g}$

$$\frac{v_2^2}{2g} = \frac{0,030^2}{(0,785 \cdot 0,15^2) \cdot 2 \cdot 9,81} = 0,14 \text{ м.}$$

Тогда

$$\frac{p_2}{\gamma} = 3,0 - 7,5 \cdot 0,14 = 3,0 - 1,5 = 1,95 \text{ м.}$$

Таким образом, давление в сечении 2—2 будет избыточным и равно 1,95 м вод. ст. При снижении хозяйственного запаса до уровня трубки вода в ней опустится и установится на высоте 1,95 м (см. рис. 46), образуя водяную пробку. Хозяйственный насос будет продолжать забор воды, расходуя теперь уже пожарные запасы.

Предложенная схема не обеспечивает сохранения пожарных запасов, поэтому для этих целей применяют другие способы, например изгиб всасывающей трубы, таким образом, чтобы верхняя точка колена находилась на уровне пожарного запаса (рис. 46б).

В верхней точке колена делается отверстие, в которое засасывается воздух, при снижении уровня воды, вследствие чего происходит срыв работы насоса.

---

## Глава IV

### ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ, НАСАДКИ И КОРОТКИЕ ТРУБЫ

#### § 1. Истечение из круглого отверстия с острой кромкой

**Сжатие струи.** Возьмем закрытый резервуар (рис. 47), наполненный жидкостью. Давление газа под свободной поверхностью жидкости  $p_0$ . На глубине  $H$  от поверхности воды в резервуаре имеется круглое отверстие диаметром  $d$ .

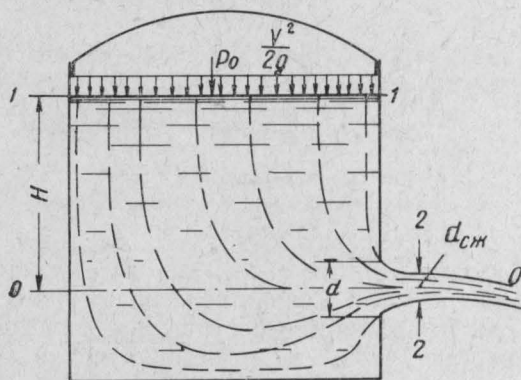


Рис. 47. Схема истечения жидкости из отверстия в тонкой стенке

Кромки отверстия отточены «под нож», что исключает влияние боковых стенок отверстия на истечение.

Наблюдая за явлением истечения из такого отверстия, можно заметить, что струя по выходе из него претерпевает сжатие. Начи-

ная с расстояния, равного приблизительно половине диаметра отверстия, струя приобретает примерно постоянное сечение, значительно меньшее, чем сечение самого отверстия. Это так называемое сжатое сечение. Степень сжатия струи характеризуется коэффициентом сжатия  $\varepsilon$ , равным отношению площади сжатого сечения  $\omega_c$  к площади отверстия  $\omega$

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega} \quad (62)$$

Для круглых отверстий, находящихся на достаточном удалении от поверхности воды и дна (примерно равном  $10d$ ), при числах

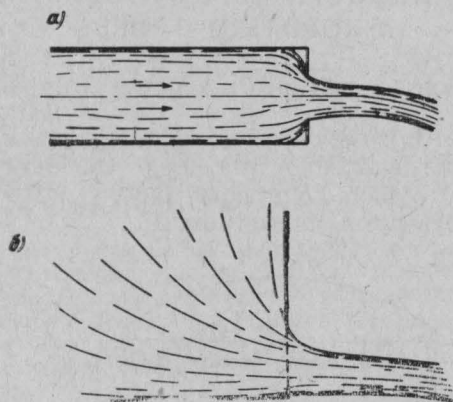


Рис. 48. Виды сжатия струи  
а — несовершенное сжатие; б — неполное сжатие

$Re$ , больших примерно  $10^5$ , это отношение имеет постоянное значение, равное примерно 0,63. Если отверстия находятся вблизи стенок, то имеем так называемое несовершенное сжатие (рис. 48а) и неполное сжатие (рис. 48б), а коэффициент сжатия будет иметь другую величину.

**Вывод формулы для скорости и расхода струи.** К потоку жидкости, движущемуся к отверстию и вытекающему из него, применим уравнение Бернулли. Отсчеты будем вести от оси  $O-O$ , проходящей через центр отверстия. Уравнение Бернулли составим для сечения 1—1 (свободная поверхность жидкости), находящегося на высоте  $H$  над отверстием, и сечения 2—2, выбранного в струе, в месте, где наблюдается параллельное струйное течение, так как используемое нами уравнение Бернулли можно применять только

для параллельно струйных течений. Таким сечением, очевидно, будет сжатое сечение. В результате будем иметь взаимное соответствие между общим видом уравнения Бернулли и конкретным

$$\begin{array}{ccccccc} z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\Pi} \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\ H + \frac{p_0}{2\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = 0 + 0 + \frac{v_2^2}{2g} + \zeta_{\text{отв}} \frac{v_2^2}{2g} \end{array}$$

Выражение, стоящее слева, представляет собой общий запас удельной энергии жидкости перед отверстием, т. е. полный напор перед отверстием. Обозначим его через  $H_0$

$$H_0 = H + \frac{p_0}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g}.$$

Полный напор может иметь различную величину, например в большинстве случаев скоростной напор  $\frac{v_1^2}{2g}$  по сравнению с геометрическим  $H$  представляет собой чрезвычайно малую величину, поэтому им можно пренебрегать. Тогда

$$H_0 = H + \frac{p_0}{\gamma}.$$

Если к тому же давление на поверхности воды равно атмосферному (избыточное давление равно нулю), то получим

$$H_0 = H.$$

Итак, имеем:

$$H_0 = \frac{v_2^2}{2g} + \zeta_{\text{отв}} \frac{v_2^2}{2g} = \left(1 + \zeta_{\text{отв}}\right) \frac{v_2^2}{2g}.$$

Скорость движения воды в сжатом сечении будет равна

$$v_2 = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{отв}}}} \sqrt{2gH_0}. \quad (63)$$

Первый радикал, характеризующий собой гидравлическое сопротивление отверстия, носит название коэффициента скорости и обозначается буквой  $\varphi$ . Тогда

$$\boxed{v_2 = \varphi \sqrt{2gH_0}}. \quad (64)$$



Чтобы перейти к расходу, необходимо скорость в сжатом сечении умножить на площадь сжатого сечения струи. Будем иметь

$$Q = \omega_{\text{сж}} \varphi \sqrt{2gH_0}.$$

Однако этой формулой пользоваться неудобно, так как в нее входит площадь сжатого сечения, а не площадь отверстия. Для перехода от площади сжатого сечения к площади отверстия можно воспользоваться коэффициентом сжатия  $\varepsilon$ . Из формулы (62) получим:

$$\omega_{\text{сж}} = \varepsilon \omega.$$

Тогда

$$Q = \omega \varepsilon \varphi \sqrt{2gH_0}.$$

Значения коэффициентов сжатия  $\varepsilon$  и скорости  $\varphi$  объединяют в один коэффициент расхода  $\mu$

$$\mu = \varepsilon \varphi. \quad (65)$$

Тогда

$$\boxed{Q = \mu \omega \sqrt{2gH_0}}. \quad (66)$$

Значения коэффициентов  $\varepsilon$ ,  $\varphi$ ,  $\mu$  и  $\zeta$  для отверстия в тонкой стенке при  $Re > 10^5$  следующие:

$$\varepsilon = 0,63; \quad \zeta = 0,065; \quad \varphi = 0,97; \quad \mu = 0,61.$$

## § 2. Особенности истечения из некруглых отверстий

При истечении из некруглых отверстий, имеющих резкие углы (квадратное, треугольное отверстия и др.), в местах резкого изменения очертания отверстия на форму струи сильно влияют силы поверхностного натяжения. Сложение сил поверхностного натяжения приводит к резкому изменению формы струи (рис. 49)\*. Это явление носит название инверсии (преобразования) струи.

Действие сил поверхностного натяжения необходимо учитывать во всех случаях, когда требуется получение дальнобойных струй. Поэтому на выходной кромке пожарных и гидромониторных насадков не допускаются задирины и забоины. Наличие задиринок ведет к

\* См. О. В. Байбаков и др. Лабораторный курс гидравлики и насосов. Госэнергоиздат, 1961.

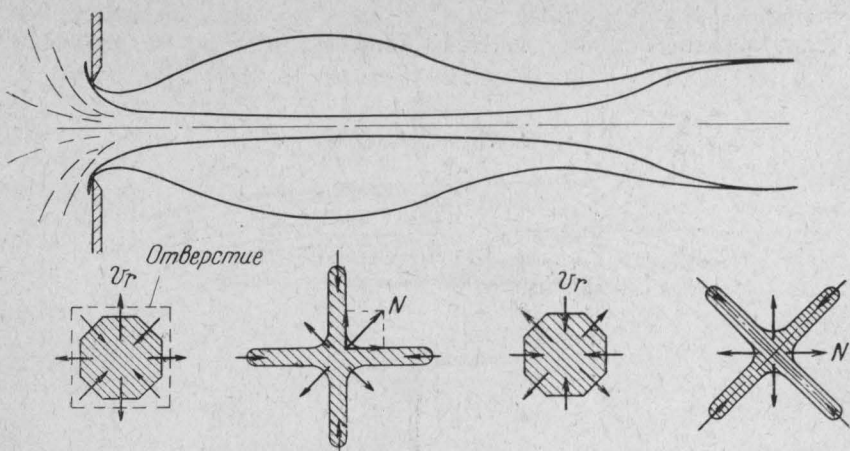
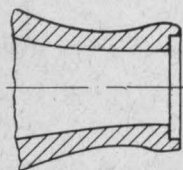


Рис. 49. Инверсия струи

Рис. 50. Предо-  
хранительная  
кольцевая вы-  
точка у насадка



появлению неровностей вдоль струи, что способствует быстрому ее распаду. Для предохранения выходных кромок от задири и забоин на таких насадках предусматривается устройство кольцевой выточки (рис. 50), создающей предохранительное кольцо вокруг отверстия.

### § 3. Истечение из цилиндрических, конически сходящихся, коноидальных насадков и диффузоров

Насадками называют трубчатые сливные устройства очень небольшой длины, равной 3—4—5 диаметрам. Потери по длине в насадках настолько малы по сравнению с общими потерями, что ими пренебрегают.

Рассмотрим наиболее типичные виды насадков.

**Цилиндрические насадки.** Цилиндрическим насадком называется отрезок трубы длиной  $l = (3 \div 4)d$ , подсоединенный к отверстию в тонкой стенке (рис. 51).

При истечении из цилиндрического насадка сжатие струи также имеет место, однако вслед за сжатым сечением струя успевает

заполнить все сечение насадка и выходит из него, имея поперечное сечение, равное полному сечению насадка.

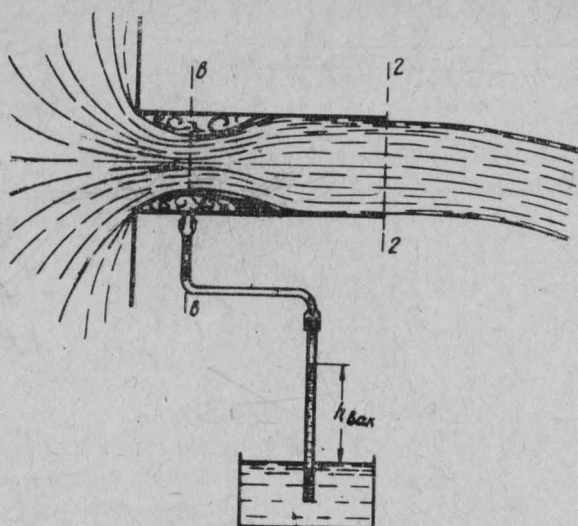


Рис. 51. Истечение из цилиндрического насадка

Составляя, как и в предыдущем случае, уравнение Бернулли для двух сечений: сечение 1—1 — поверхность жидкости в резервуаре и сечение 2—2, взятое в месте выхода струи из насадка, получим формулу для скорости истечения, аналогичную формулам (63) и (64)

$$\boxed{v_n = \varphi_n \sqrt{2gH}}, \quad (67)$$

где

$$\varphi_n = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_n}}. \quad (68)$$

Значение коэффициента скорости насадка  $\varphi_n$  легко найти, зная коэффициент сопротивления насадка  $\zeta_n$ . Из рис. 51 видно, что потери напора в насадке  $h_n$  можно представить как сумму потерь напора отверстия в тонкой стенке —  $h_{т.с}$ , потерь напора на расширение —  $h_p$  и потерь напора по длине насадка —  $h_d$

$$h_n = h_{т.с} + h_p + h_d.$$

При длинах насадка, равных  $3 \div 4 d$ , потерями напора  $h_d$  по длине можно пренебречь.

Тогда

$$h_n = \zeta_{т.с} \frac{v_{сж}^2}{2g} + \zeta_p \frac{v_2^2}{2g}.$$

Так как

$$v_{сж} = v_2 \frac{\omega}{\omega_{сж}} = v_2 \frac{1}{\varepsilon},$$

получаем

$$h_n = \left( \frac{\zeta_{т.с}}{\varepsilon^2} + \zeta_p \right) \frac{v_2^2}{2g},$$

где

$$\frac{\zeta_{т.с}}{\varepsilon^2} + \zeta_p$$

и представляет собой  $\zeta_n$ .

Величину  $\zeta_p$  легко найти по формуле (см. табл. 5)

$$\zeta_p = \left( \frac{\omega}{\omega_{сж}} - 1 \right)^2 = \left( \frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2.$$

Таким образом, получим

$$\zeta_n = \frac{\zeta_{т.с}}{\varepsilon^2} + \left( \frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 = \frac{0,06}{0,63^2} + \left( \frac{1}{0,63} - 1 \right)^2 \approx 0,5.$$

Подставляя полученное значение  $\zeta_n = 0,5$  в формулу (68), получим коэффициент скорости для насадка

$$\varphi_n = \sqrt{\frac{1}{1+0,5}} \approx 0,81.$$

Зная скорость, легко найти и расход

$$Q = \omega_n \varepsilon \varphi \sqrt{2gH_0}.$$

Так как сжатие струи по выходе из ее насадка отсутствует, т. е.  $\varepsilon = 1,0$ , то

$$\boxed{Q = \mu_n \omega_n \sqrt{2gH_0}}. \quad (69)$$

Сравнивая формулу (69) с формулой (66), приходим к выводу, что при прочих равных условиях расход жидкости из цилиндрического насадка больше, чем из отверстия в тонкой стенке. Имеет место, казалось бы, парадоксальное явление: несмотря на то, что потери напора в насадке больше, расход из него не уменьшается, а увеличивается.

Это явление можно объяснить тем, что при истечении из насадка живое сечение струи больше, чем при истечении из отверстия в тонкой стенке. Хотя при этом потери напора растут, влияние их на уменьшение скорости во входном сечении меньше, чем влияние увеличения живого сечения струи.

В сжатом сечении  $в-в$  (см. рис. 51) цилиндрического насадка образуется вакуум. Величину вакуума нетрудно определить, составив уравнение Бернулли для сечений  $1-1$  (поверхность воды в резервуаре) и  $в-в$  (сжатое сечение).

Будем иметь, считая, что давление  $p$  абсолютное

$$\begin{array}{ccccccc} z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} & = & z_в + \frac{p_в}{\gamma} + \frac{v_в^2}{2g} + h_{\pi} \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\ H + \frac{p_a}{\gamma} + 0 & = & 0 + \frac{p_в}{\gamma} + \frac{v_в^2}{2g} + \zeta_{т.с} \frac{v_в^2}{2g} \end{array}$$

Так как  $\frac{p_a - p_в}{\gamma}$  есть величины вакуума (Вак), то получаем:

$$\frac{p_a - p_в}{\gamma} = \text{Вак} = (1 - \zeta_{т.с}) \frac{v_{сж}^2}{2g} - H. \quad (70)$$

Зададимся теперь целью выразить скоростной напор в сжатом сечении  $\frac{v_{сж}^2}{2g}$  через напор  $H$ .

Из формулы (67) следует, что

$$H = \frac{v_n^2}{\varphi_n^2 \cdot 2g} \text{ и } \frac{v_n^2}{2g} = H \varphi_n^2.$$

С другой стороны

$$v_n \omega_n = v_{сж} \omega_{сж},$$

поэтому

$$v_{сж} = v_n \frac{\omega_n}{\omega_{сж}} = v_n \frac{1}{\varepsilon}.$$

Тогда

$$\frac{v_{сж}^2}{2g} = \frac{v_n^2}{2g \varepsilon^2} = \frac{H \varphi_n^2}{\varepsilon^2}.$$



Подставляя полученное выражение в формулу (70), будем иметь

$$\text{Вак} = \left[ (1 + \zeta_{\text{т.с}}) \frac{v_{\text{н}}^2}{c^2} - 1 \right] H = \left[ (1 + 0,065) \frac{0,82^2}{0,64^2} - 1 \right] H.$$

После вычислений получаем

$$\text{Вак} = 0,8H. \quad (71)$$

Таким образом, с увеличением напора  $H_0$  возрастает и величина вакуума.

Максимальная величина вакуума, равная 10 м вод. ст., наступит при напоре

$$H = \frac{\text{Вак}}{0,8} = \frac{10}{0,8} = 12,5 \text{ м.} \quad (72)$$

При таком напоре в насадке начнется кавитация. Выделяющиеся внутри жидкости пары заполнят струю жидкости, струя потеряет свою сплошность и расход жидкости уменьшится. При этом несколько изменится форма струи, она будет «пылить».

**Коноидальный насадок.** Цилиндрический насадок, имеющий плавный вход, вычерченный по линиям тока струек жидкости, называется коноидальным (рис. 52). В коноидальном насадке потери меньше, чем в цилиндрическом, поэтому расход из такого насадка увеличивается  $\mu_{\text{нас}} = \varphi_{\text{нас}} = 0,97$ . Таким образом, в коноидальном насадке почти весь напор  $H$  преобразуется в скоростной напор  $\frac{v^2}{2g}$ . Такие насадки находят применение в пожарном деле для получения дальнобойных струй, обладающих большой начальной скоростью полета.

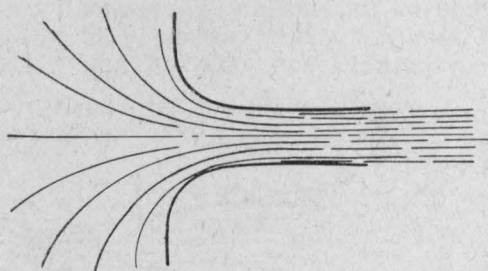


Рис. 52. Коноидальный насадок

**Конически расходящийся насадок** (рис. 53). При изливе в атмосферу струя полностью заполняет конически расходящиеся на-

садки только при относительно небольших углах конусности, не превышающих  $7 \div 8^\circ$ . При больших углах струя не успевает заполнить все сечение насадка, а истечение происходит как из отверстия в тонкой стенке. Потери напора в таком насадке больше (за счет потерь на расширение струи), чем в цилиндрическом, поэтому скорость выхода струи, отнесенная к выходному сечению, меньше. Однако вследствие того, что площадь выходного сечения насадка больше, чем у цилиндрического, то расход его несколько увеличивается по сравнению с цилиндрическим. Увеличение расхода происходит только при углах конусности насадка меньше  $7-8^\circ$  и при истечении в атмосферу. В насадках с большим углом и при длине насадка больше 3—4 диаметров происходят значительные потери на расширение, вследствие чего общий расход насадка уменьшается.

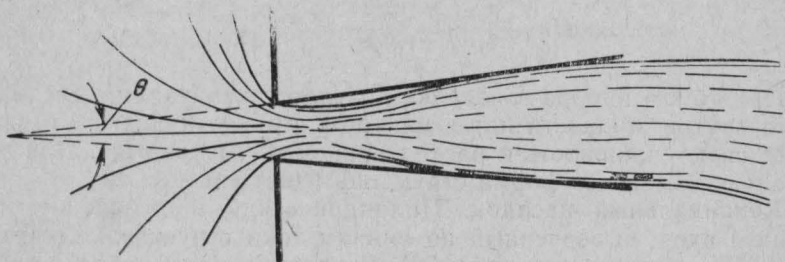


Рис. 53. Конически расходящийся насадок

Конически расходящиеся насадки (диффузоры) нашли широкое применение как конструктивные элементы в насосах, гидроэлеваторах, обеспечивающие плавность сопряжения потоков и, следовательно, снижающие потери напора.

**Конически сходящийся насадок** (рис. 54). С уменьшением угла конусности потери на расширение уменьшаются, вследствие чего растет скорость вылета струи и коэффициент расхода. Максимальный коэффициент расхода наблюдается при угле конусности  $13^\circ$ .

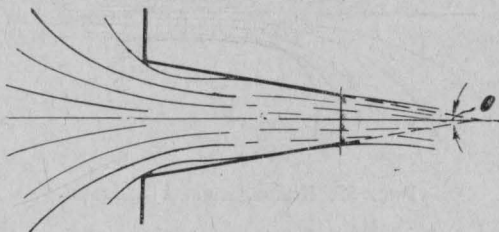


Рис. 54. Конически сходящийся насадок

При углах конусности, превышающих  $13^\circ$ , коэффициент скорости продолжает несколько увеличиваться, а коэффициент расхода уменьшается.

В среднем при углах конусности  $13 \div 14^\circ$  можно принимать

$$\varepsilon = 0,98; \varphi_n = 0,96; \mu_n = 0,94.$$

Значения коэффициентов для различных отверстий и насадков, отнесенных к выходному сечению, сведен в табл. 6.

Таблица 6

Тип насадка	$\varepsilon$	$\varphi$	$\mu$	$\zeta$
Круглое отверстие в тонкой стенке	0,63	0,97	0,61	0,065
Внешний цилиндрический насадок	1,00	0,81	0,81	0,5
Конически расходящийся насадок	1,00	0,45	0,45	4,0
Конически сходящийся насадок при $\theta = 13^\circ 24'$	0,98	0,96	0,94	0,09
Конoidalный насадок	1,00	0,97	0,97	0,06

При расчете подачи воды на пожар по насосно-рукавным системам удобно пользоваться более простыми выражениями для определения  $Q$  и  $H$ .

Так, формулу для расхода из насадка вида

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}$$

можно представить как

$$Q = p \sqrt{H},$$

где  $p = \mu \omega \sqrt{2g}$  называется проводимостью насадка. Аналогичное выражение можно получить и для напора. Получим

$$H = s Q^2,$$

где  $s = \frac{1}{\mu^2 \omega^2 2g}$  называется сопротивлением насадка.

Значения  $p$  и  $s$  для насадков различного диаметра приводятся в табл. 7.

Значения сопротивлений  $s$  и проводимостей  $p$  насадков при  $\mu = 1,0$

Расчетные формулы:  $H = sQ^2$ ;  $Q = p\sqrt{H}$ ,

где  $H$  — напор у насадка в м вод. ст.;

$Q$  — расход воды в л/сек.

Диаметр насадка $d$ в мм	$s$	$p$	Диаметр насадка $d$ в мм	$s$	$p$
10	8,26	0,348	27	0,156	2,54
11	5,64	0,421	28	0,134	2,73
12	3,98	0,501	29	0,117	2,93
13	2,89	0,588	30	0,102	3,13
14	2,40	0,682	31	0,088	3,37
15	1,63	0,783	32	0,079	3,56
16	1,26	0,891	33	0,070	3,80
17	0,99	1,01	34	0,062	4,02
18	0,787	1,13	35	0,055	4,26
19	0,634	1,26	36	0,049	4,51
20	0,516	1,39	38	0,040	5,02
21	0,425	1,53	40	0,032	5,57
22	0,353	1,68	42	0,026	6,14
23	0,295	1,84	44	0,022	6,74
24	0,249	2,00	46	0,018	7,35
25	0,212	2,17	48	0,016	8,02
26	0,181	2,35	50	0,0132	8,70

**Пример.** Истечение из резервуара происходит из круглого отверстия. Как изменится расход и скорость жидкости, если к отверстию присоединить цилиндрический насадок или конически расходящийся насадок? Диаметр отверстия 10 мм, напор  $H = 3$  м, длина насадков  $l = 40$  мм, угол  $\Theta = 6^\circ$ .

**Решение.** *Расход из отверстия*

$$Q = \mu\omega \sqrt{2gH} = 0,61 \cdot 0,785 \cdot 0,01^2 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 3,0} = 0,61 \cdot 0,785 \cdot 0,01^2 \cdot 7,66 = \\ = 0,000372 \text{ м}^3/\text{сек} = 0,372 \text{ л/сек.}$$

*Расход из цилиндрического насадка*

$$Q = \mu\omega \sqrt{2gH} = 0,81 \cdot 0,785 \cdot 0,01^2 \cdot 7,66 = 0,492 \text{ л/сек.}$$

*Расход из конически расходящегося насадка*

Так как коэффициенты расхода  $\mu$  даны для выходного сечения, то необходимо найти площадь выходного сечения насадка.

Диаметр насадка

$$d = 2 \left( r_{\text{отв}} + l \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \right) = 2 (5 + 40 \cdot 0,052) = 14,16 \text{ мм.}$$

Тогда

$$Q = \mu\omega \sqrt{2gH} = 0,5 \cdot 0,785 \cdot 0,014^2 \cdot 7,66 = 0,59 \text{ л/сек.}$$

Таким образом, по сравнению с отверстием расход из цилиндрического насадка увеличился в

$$\frac{0,492}{0,372} = 1,32 \text{ раза,}$$

из конически расходящегося насадка в

$$\frac{0,59}{0,372} = 1,59 \text{ раза.}$$

*Скорости истечения*

из отверстия

$$v = \varphi \sqrt{2gH} = 0,97 \cdot 7,66 = 7,42 \text{ м/сек,}$$

из цилиндрического насадка

$$v = 0,81 \cdot 7,66 = 6,27 \text{ м/сек,}$$

из конически расходящегося насадка

$$v = 0,5 \cdot 7,66 = 3,83 \text{ м/сек.}$$

#### § 4. Истечение из отверстий и насадков под уровень жидкости

Пусть истечение жидкости происходит не в атмосферу, а под уровень жидкости (рис. 55). При этом будем полагать, что уровни жидкости  $H_1$  и  $H_2$  постоянны, не изменяются во времени, т. е. режим движения жидкости установившийся.

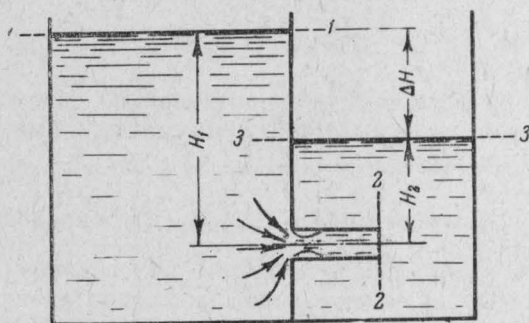


Рис. 55. Истечение под уровень жидкости

Напишем уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2

$$H_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = 0 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \zeta_{\text{н}} \frac{v_2^2}{2g}.$$



Пренебрегая членом  $\frac{v_1^2}{2g}$  и полагая, что на поверхности жидкости в обоих резервуарах действует одинаковое давление  $p_0$ , а давление  $p_2 = p_0 + \gamma H_2$  или  $\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} + H_2$ , будем иметь

$$H_1 + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} + H_2 + (1 + \zeta_n) \frac{v_2^2}{2g},$$

или

$$H_1 - H_2 = (1 + \zeta_n) \frac{v_2^2}{2g}$$

и

$$v_2 = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_n}} \sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \varphi \sqrt{2g(H_1 - H_2)}.$$

Таким образом, скорость истечения не будет зависеть от глубины погружения отверстия или насадка под уровень жидкости, а будет зависеть от перепада уровней  $\Delta H = H_1 - H_2$  в резервуарах.

Расход жидкости определится по формуле

$$Q = v_2 \omega_2 = \varphi \omega_2 \sqrt{2g(H_1 - H_2)}.$$

При отсутствии сжатия струи после выхода ее из насадка  $\varphi = \mu$  и тогда

$$Q = \mu \omega_2 \sqrt{2g\Delta H}.$$

Величину коэффициентов сопротивлений, скорости и расхода при истечении под уровень можно принимать такими же, как и при истечении в атмосферу.

## § 5. Истечение через систему трубопроводов

На рис. 56 изображен резервуар с присоединенной к нему системой трубопроводов, включающей как сопротивление по длине, так и ряд местных сопротивлений (краны, повороты и др.).

Требуется определить расход жидкости из резервуара через указанную систему трубопроводов. Напишем уравнение Бернулли для сечений 1—1 и выходного сечения из трубопровода

$$H_0 = \frac{v_0^2}{2g} + h_n.$$

Если раскрыть выражение для потерь напора, то для системы местных сопротивлений в общем виде будем иметь

$$h_{\Pi} = \sum h_m + \sum h_l = \zeta_1 \frac{v_1^2}{2g} + \zeta_2 \frac{v_2^2}{2g} + \dots + \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \frac{v_1^2}{2g} + \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \frac{v_2^2}{2g} + \dots (*)$$

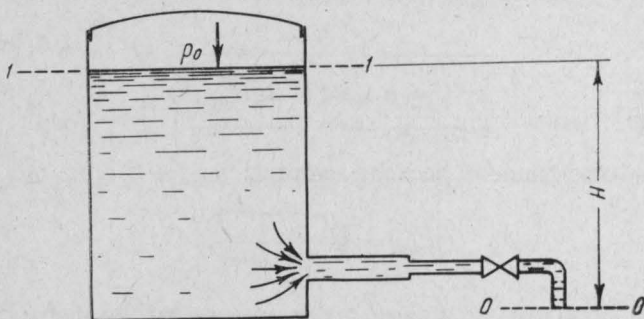


Рис. 56. Истечение через систему трубопроводов

При вычислении потерь напора в отдельных сопротивлениях приходится подставлять скорости в трубах, присоединенных к местному сопротивлению. Чтобы выразить все скорости через одну — скорость  $v_0$  в выходном сечении  $O-O$ , воспользуемся равенством

$$\frac{v_i}{v_0} = \frac{\omega_0}{\omega_i} = \frac{d_0^2}{d_i^2}.$$

Отсюда

$$v_i = v_0 \left( \frac{d_0}{d_i} \right)^2.$$

Подставив полученное выражение в равенство (\*), будем иметь

$$h_{\Pi} = \zeta_1 \left( \frac{d_0}{d_1} \right)^4 \frac{v_0^2}{2g} + \zeta_2 \left( \frac{d_0}{d_2} \right)^4 \frac{v_0^2}{2g} + \dots + \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \left( \frac{d_0}{d_1} \right)^4 + \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \left( \frac{d_0}{d_2} \right)^4 \frac{v_0^2}{2g} + \dots$$

Или, вынося за скобки  $\frac{v_0^2}{2g}$

$$h_{\Pi} = \left[ \zeta_1 \left( \frac{d_0}{d_1} \right)^4 + \zeta_2 \left( \frac{d_0}{d_2} \right)^4 + \dots + \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \left( \frac{d_0}{d_1} \right)^4 + \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \left( \frac{d_0}{d_2} \right)^4 + \dots \right] \frac{v_0^2}{2g}.$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, можно назвать коэффициентом сопротивления системы  $\zeta_{\text{сист}}$

$$H_0 = \frac{v_0^2}{2g} + \zeta_{\text{сист}} \frac{v_0^2}{2g} = \left[1 + \zeta_{\text{сист}}\right] \frac{v_0^2}{2g} = \left[1 + \zeta_{\text{сист}}\right] \frac{Q^2}{\omega_0^2 2g}.$$

Отсюда

$$Q = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{сист}}}} \omega_0 \sqrt{2gH_0}.$$

Или

$$Q = \mu_{\text{сист}} \omega_0 \sqrt{2gH_0}, \quad (73)$$

где  $\mu_{\text{сист}}$  — коэффициент расхода системы

$$\mu_{\text{сист}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{сист}}}}.$$

Таким образом, получаем по структуре ту же формулу, что и для истечений из отверстий и насадков, изменяется лишь величина коэффициентов. По этой формуле проще решается задача по определению напора  $H_0$ , если известен расход  $Q$ . Если же требуется определить расход жидкости, вытекающей из резервуара через систему трубопроводов при заданном напоре  $H_0$ , то здесь мы сталкиваемся с той трудностью, что расход  $Q$  не всегда может быть выражен явно относительно напора, так как коэффициент сопротивления сам зависит от расхода (например, для вычисления  $\lambda$  в зоне гидравлически гладких труб или переходной зоне необходимо знать величину скорости  $v$ , которая может быть вычислена через расход).

Практически в этом случае расчет производят приближенно, задавая некоторыми постоянными значениями коэффициентов сопротивлений.

**Пример.** Определить расход нефти, вытекающей из резервуара через стальную водопроводную трубу диаметром 52 мм с задвижкой (краном) (рис. 57). Длина трубы  $l = 20$  м, напор  $H = 6$  м.

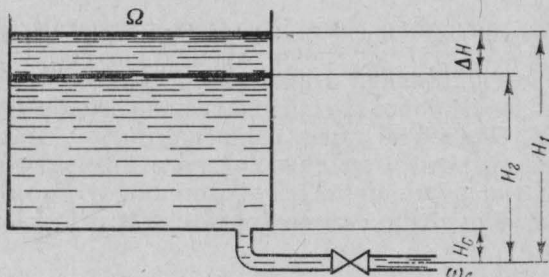


Рис. 57. Схема опорожнения резервуара

Решение. Определим сначала коэффициенты отдельных сопротивлений и затем коэффициент сопротивления системы в целом.

Значение  $\lambda$  для стальных водопроводных труб диаметром 52 мм можно принять равным 0,024 [вычисляется по формуле (57)]. Коэффициенты местных сопротивлений

$$\zeta_{\text{входа}} = 0,5; \zeta_{\text{крана}} = 1,5; \zeta_{\text{пов}} = 0,3.$$

Определим  $\zeta_{\text{сист}}$

$$\zeta_{\text{сист}} = \lambda \frac{l_1}{d_1} \left( \frac{d_{\text{вых}}}{d_1} \right)^4 + \zeta_{\text{входа}} \left( \frac{d_{\text{вых}}}{d_{\text{входа}}} \right)^2 + \zeta_{\text{крана}} + \zeta_{\text{пов}}$$

Так как сливная труба одного диаметра, то

$$\frac{d_{\text{вых}}}{d_1} = 1$$

и

$$\zeta_{\text{сист}} = 0,024 \frac{20}{0,052} + 0,5 + 1,5 + 0,3 = 11,9.$$

Отсюда

$$\mu_{\text{сист}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{сист}}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 11,9}} = \sqrt{0,089} = 0,278.$$

Расход определим по формуле

$$Q = \mu_{\text{сист}} \omega \sqrt{2gH}.$$

Тогда

$$Q = 0,278 \cdot 0,785 \cdot 0,052^2 \cdot \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 6} = 6,35 \text{ л/сек.}$$

## § 6. Опораживание резервуаров

Положим, имеется резервуар постоянного сечения, оборудованный для слива жидкости трубопроводом с арматурой (см. рис. 57). Площадь сечения резервуара  $\Omega$ . Площадь выходного сечения  $\omega_{\text{в}}$ . Начальный напор в резервуаре  $H_1$ . За промежуток времени  $\Delta t$  уровень жидкости в резервуаре опустится на величину  $\Delta H$  и будет равен  $H_2$ . Объем жидкости, вытекающей за время  $\Delta t$ , будет равен

$$\Omega \Delta H.$$

Если взять промежуток времени  $\Delta t$  достаточно малым, то и  $\Delta H$  будет очень мало. Тогда можно пренебречь изменением расхода при

снижении уровня воды за время  $\Delta t$ , т. е. можно полагать расход за это время постоянным, равным

$$Q = \mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2gH}.$$

Так как

$$Q \Delta t = \Omega \Delta H,$$

или

$$\Delta t \mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2gH} = \Omega \Delta H,$$

то

$$dt = \frac{\Omega}{\mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2g}} \frac{dH}{\sqrt{H}}.$$

Интегрируя это дифференциальное уравнение, получим формулу для определения времени, в течение которого уровень жидкости в резервуаре снизится от  $H_1$  до  $H_2$

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{\Omega}{\mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2g}} 2 (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}). \quad (74)$$

Если требуется определить время опорожнения резервуара, то необходимо в указанной формуле положить  $H_2 = H_c$ .

Если же сливное отверстие находится на уровне дна резервуара, то  $H_2 = 0$  и тогда

$$\Delta t = \frac{2\Omega \sqrt{H}}{\mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2g}}. \quad (75)$$

Простые преобразования этой формулы позволяют сделать еще один важный вывод. Для этого умножим числитель и знаменатель формулы (75) на  $\sqrt{H}$ . Будем иметь

$$\Delta t = \frac{2\Omega H}{\mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2gH}} = \frac{2W}{Q_{\text{нач}}} = 2 \frac{W}{Q_{\text{нач}}},$$

где  $Q_{\text{нач}} = \mu_{\text{сист}} \omega_{\text{в}} \sqrt{2gH}$  — расход воды в начальный момент опорожнения;

$W$  — объем жидкости в резервуаре.



Таким образом, время опораживания резервуара в 2 раза больше того времени, которое мы получили бы из предположения, что объем жидкости в резервуаре опораживается с постоянным расходом, равным расходу в начальный момент опораживания.

Указанные формулы не применимы для резервуаров, в которых площадь поперечного сечения изменяется с изменением высоты  $H$ , например, для сферических резервуаров.

Необходимо также отметить, что используя постоянные значения коэффициентов сопротивлений, можно получить лишь приближенное значение времени опораживания, так как коэффициенты сопротивлений могут изменяться с изменением расхода. Более точное решение может быть получено методом конечных разностей с учетом изменения коэффициентов сопротивлений при различных напорах и расходах жидкости. Однако этот метод расчета требует больше времени, поэтому часто ограничиваются описанным выше приближенным методом.

**Пример.** Цилиндрический резервуар диаметром 3 м, заполненный спиртом, оборудован аварийным сливом в виде трубы диаметром 100 мм, длиной 20 м с задвижкой. Определить время опораживания резервуара, если начальный уровень спирта в резервуаре равен 2,5 м (рис. 58). Значения коэффициентов местных сопротивлений: входа  $\zeta_{\text{входа}} = 0,5$ , задвижки  $\zeta_{\text{зав}} = 1,4$ ; коэффициент  $\lambda = 0,03$ .

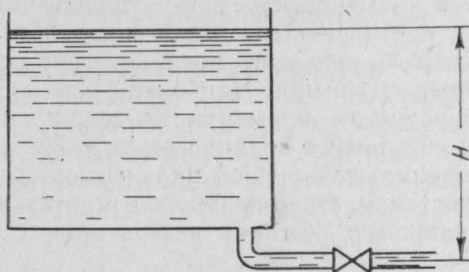


Рис. 58. Истечение через аварийный слив

**Решение.** Коэффициент сопротивления системы

$$\zeta_{\text{сист}} = \lambda \frac{l}{d} + \zeta_{\text{входа}} + \zeta_{\text{зав}} = 0,03 \frac{20}{0,1} + 0,5 + 1,4 = 7,9.$$

Коэффициент расхода системы

$$\mu_{\text{сист}} \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{сист}}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 7,9}} = 0,326.$$

Время опораживания

$$\Delta t = \frac{2 \cdot 0,785 \cdot 3^2}{0,785 \cdot 0,1^2 \cdot 0,326 \sqrt{2 \cdot 9,81}} \sqrt{2,5} = 1900 \text{ сек.}$$

## Глава V

### ПОЖАРНЫЕ СТРУИ

#### § 1. Струи, применяемые в пожарном деле

В зависимости от выбора средства пожаротушения в пожарном деле применяют водяные и газовые струи.

**Водяные струи** применяются при тушении пожаров «чистой» водой или водой с растворенными в ней пенообразующими и смазывающими веществами. Качество водяной струи определяется выбором способа пожаротушения. Наиболее часто, особенно при тушении наружных пожаров, применяются сплошные водяные струи (рис. 59). Сплошная водяная струя отличается своей компактностью, сплошностью, большой дальностью полета и сильным динамическим действием. Однако тушение многих пожаров сплошными струями, например пожаров резервуаров с легковоспламе-

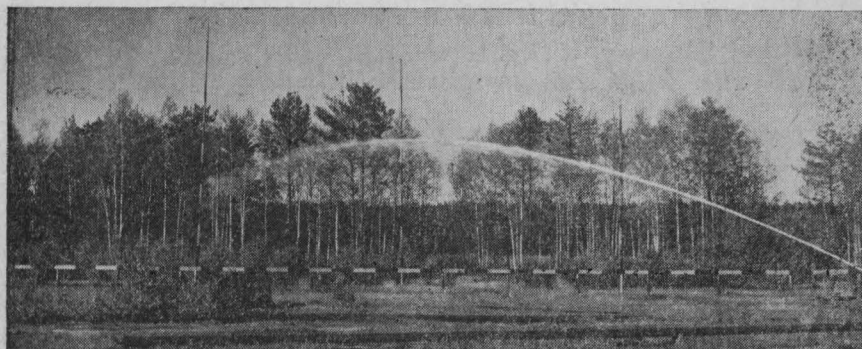


Рис. 59. Сплошная водяная струя

няющимися жидкостями, недостаточно эффективно. В этих случаях применяются распыленные водяные струи (рис. 60). Такие струи применяются также для защиты пожарных от огня.

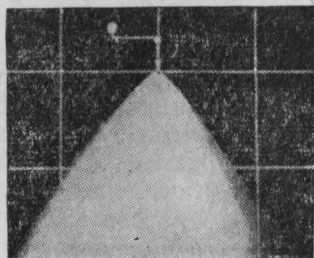


Рис. 60. Распыленная струя

**Газовые струи** применяются для тушения пожаров газами или паром. Для этого создаются специальные установки газового или парового пожаротушения.

## § 2. Сплошные водяные струи

Сплошная масса жидкости, вытекающая из отверстия или насадка, по мере движения ее в воздухе постепенно распадается на отдельные капли. Причиной распада струи является взаимодействие жидкости на поверхности струи с окружающим ее воздухом и наличие турбулентных пульсаций внутри струи. Это явление схематично можно представить следующим образом. Пусть вследствие

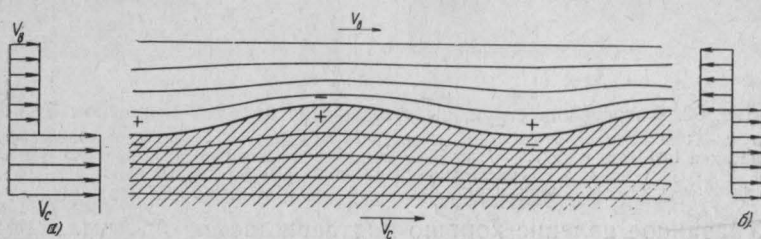


Рис. 61. Волны на поверхности струи

каких-либо причин, например вследствие турбулентности струи жидкости, на поверхности раздела жидкость—воздух образовались волны (рис. 61). Волнистая поверхность будет перемещаться вдоль струи с некоторой скоростью, меньшей, чем скорость самой струи.

С другой стороны, пограничные слои воздуха также будут вовлечены в движение. Скорость слоев воздуха будет несколько меньше скорости волн. Предположим, что скорость волн будет равна некоторому промежуточному значению скоростей воздуха и струи.

Будем рассматривать движение струи в системе координат, движущихся со скоростью движения волн. В такой системе, очевидно, гребни и впадины волн будут неподвижными, воздух будет двигаться влево, а вода вправо. Применяя уравнение Бернулли к струйкам воздуха и воды, получим, что в воде на гребнях волн давление будет повышенным, а во впадинах — пониженным. Для воздуха же будет наблюдаться обратное распределение давлений (на рис. 61 показано значками + и —). Следовательно, распределение давлений будет таким, при котором равновесное состояние волны является неустойчивым, волна будет повышаться, что приведет в конечном итоге к распаду струи на отдельные капли.

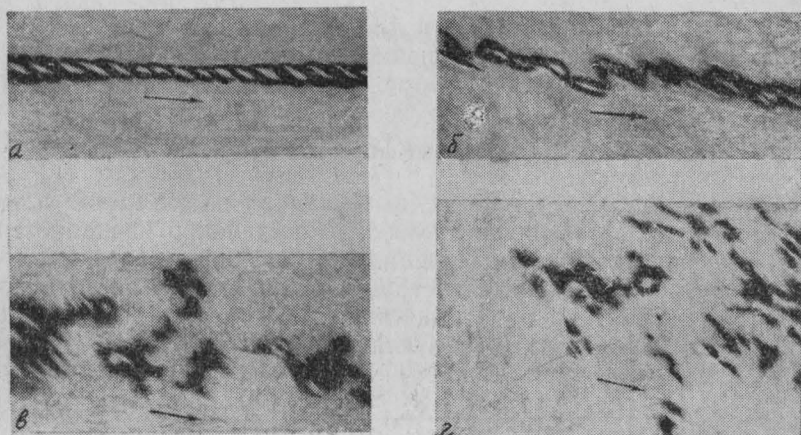


Рис. 62. Фотография струи, вылетающей из насадка диаметром 5,85 мм  
 а)  $v_0 = 19,9$  м/сек; расстояние от насадка 0,54 м; б)  $v_0 = 21,5$  м/сек; расстояние от насадка 1,30 м; в)  $v_0 = 21,2$  м/сек; расстояние от насадка 1,91 м; г)  $v_0 = 20,8$  м/сек, расстояние от насадка 3,70 м

Указанное явление хорошо подтверждается опытом. На рис. 62 показаны фотографии распада струи (по В. Г. Дементьеву).

### § 3. Компактная и раздробленная части сплошной струи

Начальный участок сплошной струи, полностью не распавшийся на отдельные капли, обладает наибольшей энергией движения, хорошо сопротивляется действию воздушных потоков, обладает сильным динамическим действием. Этими качествами струи поль-

зуются при разработке полезных ископаемых способом гидромеханизации, в пожарном деле и в других областях техники. Начальный участок сплошной струи называется *компактной частью*, а остальная конечная часть — *раздробленной*. Практически граница между компактной частью и раздробленной может быть установлена на основании визуального наблюдения за струей, измерения плотности струи в различных точках и опыта использования струй в данной отрасли техники.

Д. Фриман, автор одного из первых глубоких исследований пожарных струй (1888 г.), предлагает за длину компактной части пожарной струи принимать ту ее часть, которая:

несет 0,9 своей воды внутри круга диаметром 38 см и 0,75 — внутри круга диаметром 26 см;

б)

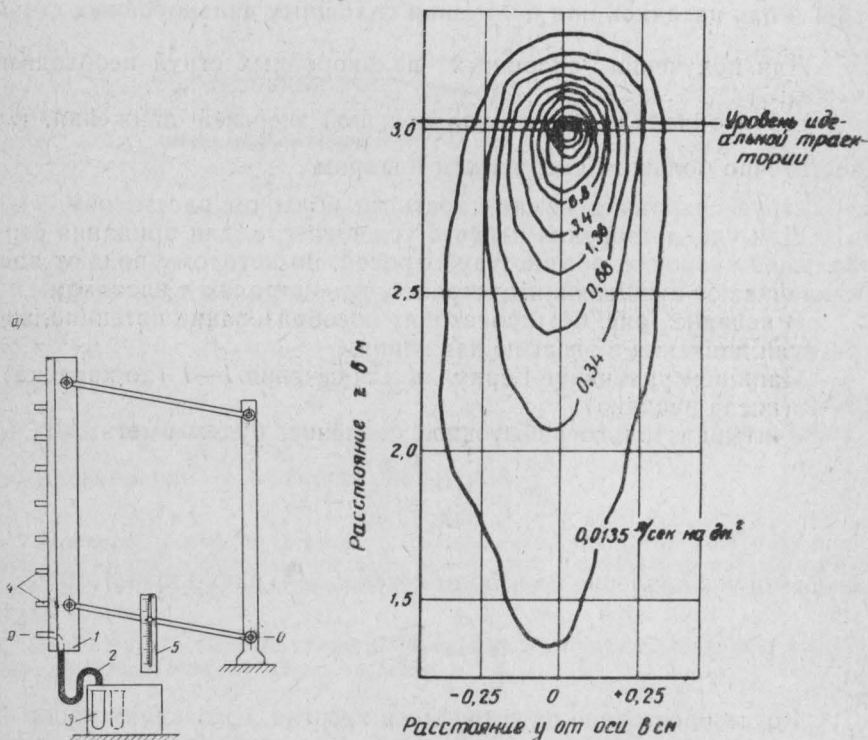


Рис. 63. Прибор для определения компактности струи

а — общая схема прибора; 1 — рейка с трубками для взятия проб; 2 — резиновые трубки; 3 — мензурки; 4 — трубки для взятия пробы; 5 — механизм установки рейки по вертикали; б — примерная схема обработки опытных данных по плотности (компактности струи) в поперечном сечении; расстояние от насадка 27,4 м



не разрушается при «свежем» (слабом) ветре; при безветрии, будучи подана через оконное отверстие, способна оросить потолок и стены.

Это определение относится к насадкам диаметром 25—38 мм. Компактность струи в определенном ее сечении характеризуется распределением плотности в этом поперечном сечении.

Для изучения плотности можно использовать прибор, схема которого изображена на рис. 63\*. Прибор представляет собой клинообразный брус с трубками, которые служат для взятия пробы. Все эти трубки соединены при помощи резиновых шлангов с батареей водосборных воронок, которые для измерения количества поступившей в них воды можно быстро опустошать. Брус может перемещаться по вертикали и горизонтали и укрепляться в соответствующем положении.

#### § 4. Роль насадков при получении сплошных дальнобойных струй

Для получения сплошных дальнобойных струй необходимо, чтобы:

струя обладала достаточно большой энергией движения, т. е. достаточно большим скоростным напором  $\frac{v^2}{2g}$ ;

струя сохраняла компактность на большом расстоянии.

Для удовлетворения первого условия, т. е. для придания струе большой скорости, обычно трубопровод, по которому подают воду, заканчивают суживающим устройством — стволом с насадком.

В насадке (рис. 64) происходит преобразование потенциальной энергии давления в энергию движения.

Напишем уравнение Бернулли для сечения 1—1 (до насадка) и 2—2 (после насадка).

Учитывая только избыточное давление, будем иметь

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} + h_n$$

(избыточное давление во втором сечении  $\frac{p_2}{\gamma}$  равно нулю), или

$$H_0 = \frac{v_2^2}{2g} + h_n.$$

Когда расстояние от источников энергии, создающих напор  $H_0$ , значительно и вода подается к стволам по трубопроводам (напри-

---

\* Н. Раузе и др. Экспериментальное исследование пожарных стволов и насадок. «Записки американского общества гражданских инженеров», Октябрь, 1951, № 92.

мер, при работе пожарных или гидромониторных стволов), выгодно перед насадком иметь величину  $\frac{p_1}{\gamma}$ , значительно большую, чем величина  $\frac{v_1^2}{2g}$ , так как при больших величинах  $\frac{v_1^2}{2g}$  в трубопроводах возникают большие потери напора, для преодоления которых потребуются значительные мощности.

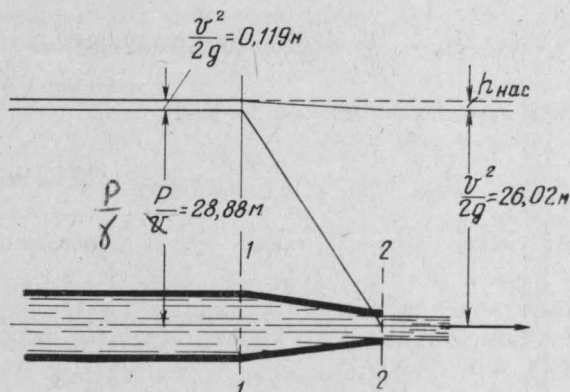


Рис. 64. Преобразование энергии в насадке

Можно написать приближенное равенство

$$\frac{p_1}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{п.}}$$

Это и показывает, что в насадке происходит преобразование энергии давления  $\frac{p_1}{\gamma}$  в энергию движения  $\frac{v_2^2}{2g}$ .

**Пример.** К пожарному стволу с насадком диаметром 13 мм по рукаву диаметром 50 мм подается вода с расходом  $Q = 3$  л/сек. Коэффициент расхода ствола  $\mu = 0,95$ . Построить пьезометрическую линию и линию энергии движущейся в стволе жидкости.

**Решение.** 1. Полный напор  $H_0$  перед насадком определим из общей формулы для определения расхода из насадков

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_0}.$$

Будем иметь

$$H_0 = \frac{Q^2}{\mu^2 \omega^2 2g} = \frac{0,003^2}{0,95^2 (0,785 \cdot 0,013^2)^2 \cdot 2 \cdot 9,81} = 29,0 \text{ м.}$$

2. Скоростной напор  $\frac{v^2}{2g}$  перед насадком

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{Q^2}{\omega^2 2g} = \frac{0,003^2}{(0,785 \cdot 0,05^2)^2 \cdot 2 \cdot 9,81} = 0,119 \text{ м.}$$

3. Пьезометрический напор  $\frac{p_1}{\gamma}$  перед насадком

$$\frac{p_1}{\gamma} = H_0 - \frac{v_1^2}{2g} = 29,0 - 0,119 = 28,88 \text{ м.}$$

4. Скоростной напор после насадка будет равен

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{Q^2}{\omega^2 2g} = \frac{0,003^2}{(0,785 \cdot 0,013^2)^2 \cdot 2 \cdot 9,81} = 26,02 \text{ м.}$$

5. Пьезометрическая линия и линия энергии изображены на рис. 64 (условно).

Для удовлетворения второго условия — создания компактных струй — необходимо правильно конструировать форму насадка, о чем будет сказано ниже.

## § 5. Вертикальные сплошные струи

Пусть струя жидкости выбрасывается вертикально вверх из насадка с напором  $H = \frac{v^2}{2g}$  (рис. 65).

Очевидно, что если бы струя не испытывала при своем движении вверх сопротивления воздуха, она поднялась бы на высоту  $H$ . Однако при движении струи воды вверх часть энергии струи расходуется на преодоление сопротивлений вследствие трения струи о воздух. Энергию, затраченную на преодоление этих сопротивлений, обозначим через  $\Delta H$ . Высоту подъема струи обозначим через  $S_v$ , а высоту ее компактной части через  $S_k$ .

Составим уравнение Бернулли для двух сечений струи. Первое сечение 0—0 возьмем в начале струи, а второе II—II на высоте  $h$  от насадка.

Получим:

$$\frac{v_0^2}{2g} = h + \frac{v_2^2}{2g} + h_n.$$

Здесь  $h_n$  — потери напора при движении воды от сечения 0—0 к сечению II—II.

Указанный прием, строго говоря, мы можем применять лишь для той части, где объемный вес струи  $\gamma$  является величиной по-

стоянной. Такое состояние струи практически наблюдается лишь на очень короткой длине от насадка. Очень быстро от струи начинают отделяться частицы воды, т. е. струя очень скоро по вылете из насадка наполняется частицами воздуха, следовательно объемный вес ее изменяется. Однако учет изменения объемного веса очень усложнил бы решение задачи. Поэтому для простоты будем считать, что объемный вес  $\gamma$  по всей высоте струи является величиной постоянной.

Из рис. 65 следует

$$S_b = H - \Delta H = \frac{v_0^2}{2g} - h_n.$$

Потери напора в этой формуле являются неизвестными. Можно по-разному подходить к их определению. Проф. В. Г. Лобачев предлагает подсчитывать потери напора для струи таким же образом, как определяются потери напора в водотоках, ограниченных твердыми стенками, т. е. по формуле Дарси — Вейсбаха (52). Потери напора тогда могут быть представлены в двух вариантах в зависимости от того, какой принята длина  $l$ , на которой происходят потери  $h_n - S_b$  или  $H$ .

Если представить, что потери напора происходят по длине  $S_b$ , то

$$h_n = \lambda_1 \frac{S_b}{d} \frac{v_0^2}{2g}.$$

Если же представить, что  $l = H$ , то

$$h_n = \lambda_2 \frac{H}{d} \frac{v_0^2}{2g}.$$

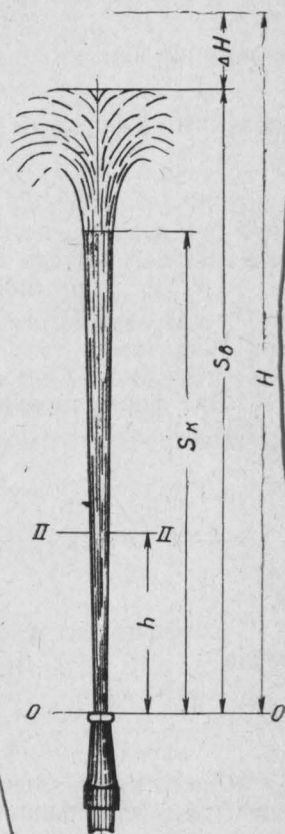


Рис. 65. Вертикальная струя

(76)

(77)

Так как с другой стороны

$$h_n = H - S_b$$

и

$$\frac{v_0^2}{2g} = H,$$

получим из формулы (76)

$$H - S_b = \lambda_1 H \frac{S_b}{d},$$

или

$$S_b = \frac{H}{1 + \frac{\lambda_1}{d} H}. \quad (78)$$

Эта формула аналогична формуле, предложенной Люгером (1895 г.)

$$S_b = \frac{H}{1 + \varphi H}. \quad (79)$$

Коэффициент  $\varphi$  может быть определен по эмпирической формуле

$$\varphi = \frac{0,00025}{d + 1000 d^3}. \quad (80)$$

Здесь  $d$  в м. Вычисленные по формуле (80) значения коэффициентов  $\varphi$  для различных диаметров насадков приведены в табл. 8.

Таблица 8

$d_{\text{нас}}$ в мм	$\varphi$	$d_{\text{нас}}$ в мм	$\varphi$	$d_{\text{нас}}$ в мм	$\varphi$
10	0,0228	19	0,0097	28	0,0050
11	0,0203	20	0,0090	29	0,0047
12	0,0183	21	0,0080	30	0,0044
13	0,0165	22	0,0077	35	0,0032
14	0,0149	23	0,0071	40	0,0024
15	0,0136	24	0,0066	45	0,0018
16	0,0124	25	0,0061	50	0,0014
17	0,0114	26	0,0057	—	—
18	0,0105	27	0,0053	—	—



Делая те же подстановки в формулу (77), получим

$$H - S_b = \lambda_2 \frac{H}{d} H.$$

Эта формула аналогична формуле, предложенной Фриманом

$$S_b = H \left( 1 - 0,000113 \frac{H}{d} \right). \quad (81)$$

Для практических расчетов формулы Люгера и Фримана можно считать равноценными. Однако надо иметь в виду, что Фриман предложил свою формулу для пожарных струй с напором от 7 до 70 м, а Люгер проводил свои опыты для фонтанных струй.

Анализируя формулы (79) и (81), легко установить, что с увеличением напора у насадка высота струи не растет неограниченно, а достигает своей максимальной величины, после чего высота ее не изменяется, как бы сильно ни увеличивать напор.

Рассмотрим, как изменяется высота струи  $S$  при неограниченном увеличении напора  $H$ .

Так как по формуле Люгера

$$S_b = \frac{H}{1 + \varphi H}$$

или, поделив числитель и знаменатель на  $H$

$$S_b = \frac{1}{\frac{1}{H} + \varphi},$$

то предельная величина  $S_b$ , которая получится при неограниченном увеличении  $H$ , будет равна

$$S_{b, \text{макс}} = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{1}{\frac{1}{H} + \varphi} = \frac{1}{\varphi}.$$

Так как величина  $\varphi$  зависит только от диаметра [формула (80)], то отсюда следует, что при больших напорах увеличение длины струи возможно только при увеличении диаметра насадка. Применение в пожарном деле лафетных стволов с насадками большого диаметра объясняется не только тем, что необходима подача больших количеств воды, но и тем, что требуется подача воды при нормальных напорах на большое расстояние.

Исследуем теперь формулу Фримана. Так как  $S_B = H \left( 1 - 0,000113 \frac{H}{d} \right)$ , то первая производная  $\frac{dS_B}{dH} = 1 - 0,000226 \frac{H}{d}$ .

Приравняв первую производную нулю, получим то значение  $H$ , при котором наблюдается максимальная высота струи.

Будем иметь

$$1 - 0,000226 \frac{H}{d} = 0,$$

или

$$H = \frac{d}{0,000226}. \quad (82)$$

Предельные величины напоров  $H$ , по превышению которых не наблюдается увеличение длины струи, вычисленные по формуле (82), приводятся в табл. 9.

Таблица 9

$d$ в мм	$H$ в м	$d$ в мм	$H$ в м	$d$ в мм	$H$ в м
13	58	22	97	32	140
16	71	25	110	38	167
19	84	28	123	50	220

Иногда при расчетах требуется определить то значение напора  $H$ , при котором необходимо получить струю заданной высоты. Для этого преобразуем формулы Люгера и Фримана.

Из формулы Люгера получаем

$$H = \frac{S_B}{1 - \varphi S_B}. \quad (83)$$

Из формулы Фримана

$$H = \frac{d}{0,000226} \pm \sqrt{\frac{d^2}{0,000226^2} - \frac{dS_B}{0,000113}}. \quad (84)$$

**Пример.** Из пожарного ствола с насадком диаметром 16 мм требуется получить струю высотой 25 м. Определить напор, который необходимо поддерживать перед насадком при коэффициенте расхода  $\mu = 0,98$ .

Решение. 1. Используя формулу Люгера (83) для напора у насадка, получаем

$$H = \frac{S_B}{1 - \varphi S_B} = \frac{25}{1 - 0,0124 \cdot 25} = \frac{25}{1 - 0,31} = 36,3 \text{ м.}$$

2. С учетом потерь напора в насадке (принимая  $\mu = 0,98$ ) определяем напор перед насадком.  
Так как

$$v = \mu \sqrt{2gH_0},$$

то

$$H_0 = \frac{v^2}{\mu^2 2g} = \frac{H}{\mu^2} = \frac{36,3}{0,98^2} = 37,8 \text{ м.}$$

Величину компактной части струи определяют как часть всей струи, вычисленной по формулам Люгера или Фримана

$$S_B = \alpha S_K. \quad (85)$$

Значение коэффициента  $\alpha$  можно вычислить по эмпирической формуле Лобачева

$$\alpha \approx 1,19 + 80 (0,01 S_K)^4. \quad (86)$$

Величины коэффициентов  $\alpha$  приводятся также в табл. 10.

Таблица 10

$S_K$	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28
$S_B$	7	9,5	12	14,5	17,2	20	24,5	26,8	30,5	35	40	48,5
$\alpha$	1,19	1,19	1,20	1,21	1,22	1,24	1,27	1,32	1,38	1,45	1,55	1,67

## § 6. Траектория сплошной струи

Сплошная струя, вылетающая из насадка, наклоненного под углом  $\alpha$  к горизонту, при отсутствии сопротивления внешней среды двигалась бы по параболической траектории.

Уравнение параболы может быть получено с помощью физических законов свободно падающего тела в предположении, что сопротивление трения струи о воздух отсутствует.

Это уравнение в параметрической форме будет иметь вид

$$X = v \cos \alpha,$$

$$Z = vt \sin \alpha - \frac{1}{2} gt^2.$$

Здесь  $X$  — горизонтальная координата струи;  
 $Z$  — вертикальная координата струи;  
 $\alpha$  — угол наклона насадка по отношению к оси  $X$ ;  
 $t$  — время падения.

Решая совместно полученные уравнения, можно получить выражения для максимальной высоты параболы  $Z_{\text{макс}}$  и максимальной длины параболы на уровне насадка  $X_{\text{макс}}$

$$Z_{\text{макс}} = \frac{v^2}{2g} \sin^2 \alpha,$$

$$X_{\text{макс}} = 2 \frac{v^2}{g} \sin 2\alpha.$$

В действительности струя отклоняется от теоретической кривой, особенно на раздробленном участке. На рис. 66 показаны траектории струй, полученные опытным путем\*, и параболические траектории для различных стволов, углов наклона и напоров.

При изменении угла наклона струи крайние ее точки описывают некоторую кривую (рис. 67), которую можно назвать огибающей кривой раздробленных струй. Кривую, которую опишут граничные точки компактной части струи, будем называть огибающей кривой компактной части струи. Расстояния по прямой от насадка до граничной кривой будем соответственно называть радиусом действия компактной струи  $R_k$  и радиусом действия раздробленной струи  $R_p$ .

Расчет наклонных струй ведут по отношению к данным, полученным для вертикальных струй. Зависимость величины радиуса раздробленной струи определяют по формуле

$$R_p = \beta S_v. \quad (87)$$

Здесь  $\beta$  — коэффициент, зависящий от угла наклона радиуса действия струи.

Значения коэффициента  $\beta$  определены опытным путем и приведены в табл. 11.

Таблица 11

Угол наклона радиуса действия струи к горизонту в градусах	0	15	30	45	60	75	90
Величины . . . . .	1,4	1,3	1,2	1,12	1,06	1,02	1,00

\* Н. Раузе и др. Экспериментальное исследование пожарных стволов и насадок. «Записки американского общества гражданских инженеров». Октябрь, 1951, № 92.

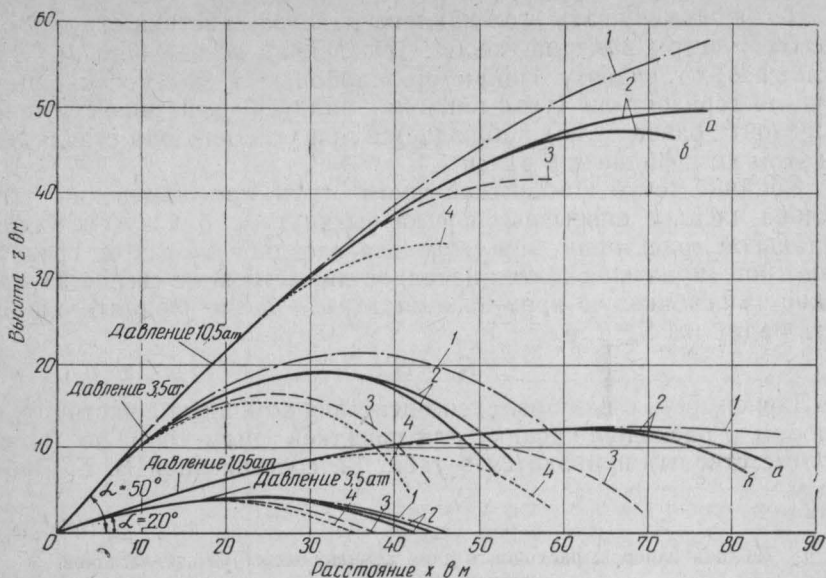


Рис. 66. Траектории сплошных струй

1 — идеальная параболическая траектория; 2 — лафетный ствол гидравлического института (США): а — диаметр насадка 76,2 мм; б — диаметр насадка 38,1 мм; 3 — 6-дюймовый лафетный ствол с насадком диаметром 38,1 мм; 4 — 3-дюймовый лафетный ствол с насадком диаметром 38,1 мм

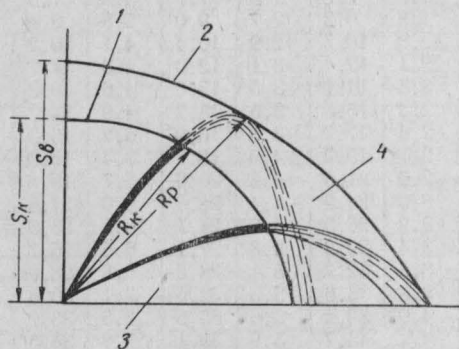


Рис. 67. Области орошения раздробленной и компактной частями струи

1 — огибающая кривая компактной части струи  $R_k$ ; 2 — огибающая кривая максимальной дальности полета струи; 3 — область, поливаемая компактной струей; 4 — область, поливаемая раздробленной струей



Не надо смешивать угол наклона радиуса действия струи к горизонту с углом наклона ствола. Последний всегда больше угла наклона  $R_p$  к горизонту. Например, наибольшая дальность полета струи по горизонтали (угол наклона радиуса действия струи  $R_p$  к горизонту равен нулю) наблюдается при угле наклона ствола  $30^\circ$ , при этом коэффициент  $\beta$  равен 1,4.

Крайние точки компактной части струи при изменении угла наклона насадка описывают слегка вытянутую, близкую к эллипсоидальной траекторию, при этом для насадков малых и средних диаметров (практически для насадков диаметром не свыше 25 мм) можно за огибающую кривую компактной части принять окружность радиусом  $S_k$ , т. е.

$$R_k = S_k.$$

Зависимость между радиусом действия компактной части струи, напором и расходом насадка для насадков диаметром до 25 мм (ручные стволы) приводится в табл. 12, составленной В. Г. Лобачевым.

Таблица 12

Таблица напоров, расходов и длин компактных струй для насадков диаметром до 25 мм

Радиус действия компактной части струи $R_k$ в м	Диаметры насадков в мм									
	13		16		19		22		25	
	$H$ в м	$Q$ в л/сек	$H$ в м	$Q$ в л/сек	$H$ в м	$Q$ в л/сек	$H$ в м	$Q$ в л/сек	$H$ в м	$Q$ в л/сек
6	8,1	1,7	7,8	2,5	7,7	3,5	7,6	4,6	7,5	5,9
7	9,6	1,8	9,2	2,7	9,0	3,8	8,9	5,0	8,7	6,4
8	11,2	2,0	10,7	2,9	10,4	4,1	10,2	5,4	10,1	6,9
9	13,0	2,1	12,4	3,1	12,0	4,3	11,7	5,8	11,5	7,4
10	14,9	2,3	14,1	3,3	13,6	4,6	13,2	6,1	12,9	7,8
11	16,9	2,4	15,8	3,5	15,2	4,9	14,7	6,5	14,4	8,3
12	19,1	2,6	17,7	3,8	16,9	5,2	16,3	6,8	15,9	8,7
13	21,4	2,7	19,7	4,0	18,7	5,4	18,0	7,2	17,5	9,1
14	23,9	2,9	21,8	4,2	20,6	5,7	19,8	7,5	19,2	9,6
15	26,7	3,0	24,0	4,4	22,6	6,0	21,6	7,8	20,9	10,0
16	29,7	3,2	26,5	4,6	24,7	6,2	23,6	8,2	22,7	10,4
17	33,2	3,4	29,2	4,8	27,1	6,5	25,7	8,5	24,7	10,8
18	37,1	3,6	32,2	5,1	29,6	6,8	28,0	8,9	26,8	11,3
19	41,7	3,8	35,6	5,3	32,5	7,1	30,5	9,3	29,1	11,7
20	46,8	4,0	39,4	5,6	35,6	7,5	33,2	9,7	31,5	12,2
21	53,3	4,3	43,7	5,9	39,1	7,8	36,3	10,1	34,3	12,8
22	60,9	4,6	48,7	6,2	43,1	8,2	39,6	10,6	37,3	13,3
23	70,3	4,9	54,6	6,6	47,6	8,7	43,4	11,1	40,6	13,9
24	82,2	5,3	61,5	7,0	52,7	9,1	47,7	11,7	44,3	14,5
25	98,2	5,8	70,2	7,5	58,9	9,6	52,7	12,2	48,6	15,2
26	—	—	80,6	8,0	66,2	10,2	58,5	12,9	53,5	15,9
27	—	—	94,2	8,6	75,1	10,9	65,3	13,7	59,1	16,8
28	—	—	—	—	86,2	11,6	75,5	14,5	65,8	17,7

Радиусы действия компактной части струй лафетных стволов при угле наклона радиуса действия компактной струи 30°

Напор у м стволов в м	Радиус действия компактной части струи в м при диаметрах насадков в мм											
	28			32			38			50		
	$R_k$ в м	$Q$ в л/сек	$R_k$ в м	$Q$ в л/сек	$R_k$ в м	$Q$ в л/сек	$Q$ в л/сек	$R_k$ в м	$Q$ в л/сек	$R_k$ в м	$Q$ в л/сек	$R_k$ в м
20	20,0	12,2	20,0	15,9	20,5	22,4	21,0	38,9	—	—	—	—
25	23,0	13,6	23,5	17,8	24,0	25,1	25,0	43,5	—	—	—	—
30	26,0	14,9	26,5	19,4	27,0	27,4	28,0	47,5	76,5	30,5	111,0	32,5
35	28,0	16,2	28,5	21,0	29,5	29,7	31,0	51,5	82,5	34,0	119,0	36,5
40	30,0	17,2	30,5	22,5	32,0	31,7	33,0	55,0	87,3	38,0	127,0	41,0
45	31,5	18,3	32,5	23,8	34,0	33,6	35,5	58,3	92,5	41,0	135,0	45,0
50	33,0	19,3	34,0	25,1	35,5	35,4	37,5	61,4	97,5	45,0	142,0	49,0
55	34,5	20,2	36,0	26,0	37,0	37,2	39,0	64,4	102,0	49,0	149,0	53,0
60	35,5	21,1	37,0	27,6	38,0	38,2	40,5	67,3	106,0	52,0	155,0	56,0
65	36,5	22,0	37,5	28,6	39,0	40,4	41,5	70,0	111,0	55,0	162,0	60,0
70	37,0	22,8	37,5	29,7	39,5	41,9	42,5	72,6	115,0	58,0	168,0	63,0
75	—	—	—	—	40,0	43,4	43,5	75,3	119,0	60,5	174,0	66,0
80	—	—	—	—	40,5	44,8	44,5	77,8	123,0	63,0	179,0	69,0
85	—	—	—	—	—	—	45,5	80,1	127,0	65,0	185,0	72,0
90	—	—	—	—	—	—	46,0	82,5	131,0	67,0	191,0	74,0
95	—	—	—	—	—	—	46,5	84,8	134,0	69,0	196,0	74,5
100	—	—	—	—	—	—	47,0	87,0	138,0	70,0	201,0	75,5

Для насадков больших диаметров, например для лафетных стволов, эллипсоид граничной кривой компактной части более вытянут вдоль горизонтальной оси. Фактических данных из-за большой трудности постановки экспериментов для этого диапазона насадков немного.

В табл. 13, составленной Н. А. Тарасовым-Агалаковым и дополненной зарубежными данными, приводятся радиусы действия компактной части струй, полученных из насадков большого диаметра, напоры и расходы.

## § 7. Длина сплошных струй, применяемых для тушения наружных пожаров

ЦНИИПО МООН РСФСР обобщил фактические данные в целях приближенного определения длин струй, которыми тушатся наружные пожары ручными стволами. И хотя сама постановка задачи из-за чрезвычайно большого разнообразия вида наружных пожаров недостаточно четкая, было установлено, что минимальная длина струй, которыми тушатся наружные пожары ручными стволами, имеет длину компактной части не менее 17 м.

Напоры и расходы, необходимые для получения таких струй для наиболее распространенных диаметров насадков, приводятся в табл. 14.

Таблица 14

Таблица расходов и напоров для различных насадков, необходимых для получения струй с длиной компактной части, равной 17 м

Диаметр насадка в мм	13	16	19	22	25
$H$ в м . . . . .	33,2	29,2	27,1	25,7	24,7
$Q$ в л/сек . . . . .	3,4	4,8	6,5	8,5	10,8

В настоящее время предлагается за основу брать не длину компактной части, а напор у насадка. Рабочими напорами следует считать напоры, равные 30—40—50 м. Варьируя при этом диаметром насадка, можно изменять длину компактной части и расход воды, т. е. заранее установить лучшие условия подачи воды на пожар.

Для указанных напоров в табл. 15 приводятся значения  $R_k$  и  $Q$ .

Расходы и округленные значения длин компактной части струи для насадков различных диаметров (диаметр насадка в мм,  $R_K$  в м и  $Q$  в л/сек)

Напор у на- садка в м	Диаметр насадка							
	13		16		19		22	
	$R_K$	$Q$	$R_K$	$Q$	$R_K$	$Q$	$R_K$	$Q$
30	16	3,2	17	4,3	18	6,9	19	9,2
40	18	3,7	20	5,6	21	8	22	10,6
50	20	4,15	22	6,3	23	9	24,5	11,9

	Диаметр насадка							
	25		28		32		38	
30	19,5	11,9	26	14,9	26,5	19,5	27	27,5
40	23	13,7	30	17,3	30,5	22,5	32	31,7
50	26	15,4	33	19,3	34	25,2	35,5	35,6

### § 8. Формы насадков и стволов, обеспечивающие получение дальнобойных компактных струй

Дальность полета струи, ее форма, степень раздробленности и компактность в большой мере зависят от формы насадков. Насадок считается хорошего количества, если преобразование потенциальной энергии в кинетическую энергию движения струи происходит с наименьшими потерями. Однако для полной оценки качества насадка этого требования недостаточно. Для сохранения компактности струи на большом расстоянии необходимо, чтобы в насадке и при подходе к нему снизились турбулентные пульсации внутри движущейся жидкости, ускоряющие распад струи. Поэтому внутренняя поверхность насадков должна быть гладкой; не следует допускать резких неплавных переходов сечений.

Очень часто применяются насадки, заканчивающиеся короткой цилиндрической частью. Считается, что цилиндрическая оконечность насадка способствует созданию наиболее гладкой поверхности струи. Однако, как показали исследования В. Г. Лобачева и Г. Т. Дмитриева, а также исследования, проведенные в Высшей школе МООП РСФСР, в цилиндрической части при напорах 4—5 атм образуется вакуум (рис. 68), в насадке начинается кавитация и качество струи снижается. На рис. 69 показано изменение формы струи у насадка с цилиндрической частью при появлении кавитации (давление около 6 атм).

Для получения гладкой струи с равномерно распределенными скоростями по сечению в различное время были предложены прин-

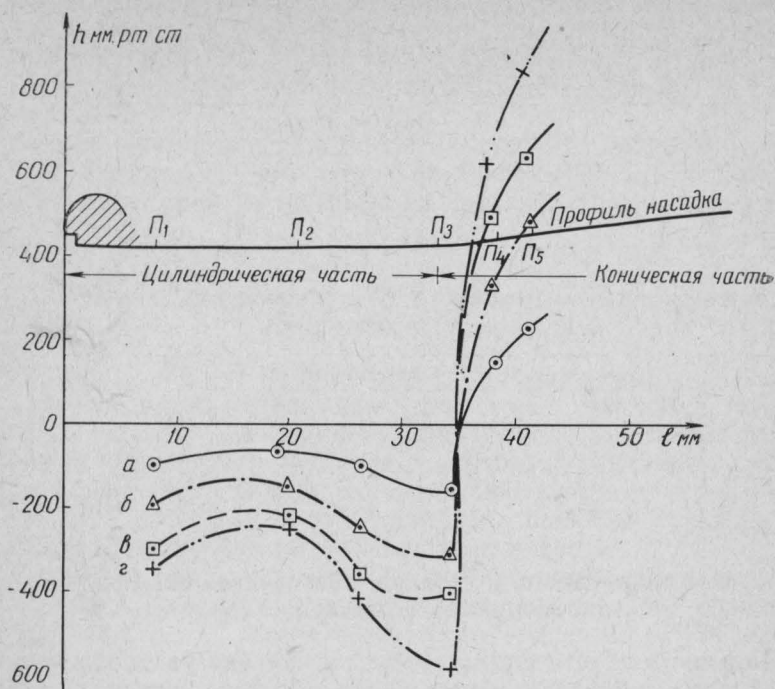


Рис. 68. График распределения давлений по длине цилиндрической части насадка. Опыты с насадком диаметром 32 мм (лафетный ствол ПЛСЛ-75)

а — напор у ствола  $H = 18,5$  м, расход  $Q = 14,7$  л/сек; б —  $H = 40,0$  м,  $Q = 21,5$  л/сек; в —  $H = 62,5$  м;  $Q = 27$  л/сек; г —  $H = 75,0$  м;  $Q = 29,2$  л/сек;  
 $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5$  — места установки пьезометров



Рис. 69. Изменение формы струи при кавитации в насадке. Давление у ствола около 6 ати

а — при давлении до 6 ати, б — при давлении свыше 6 ати



цыпы формирования потока внутри насадка. Разберем некоторые из них.

**Равномерный прирост скорости вдоль профиля насадка.** Пусть скорость жидкости до насадка  $v_1$ , после насадка  $v_2$  (рис. 70). Изме-

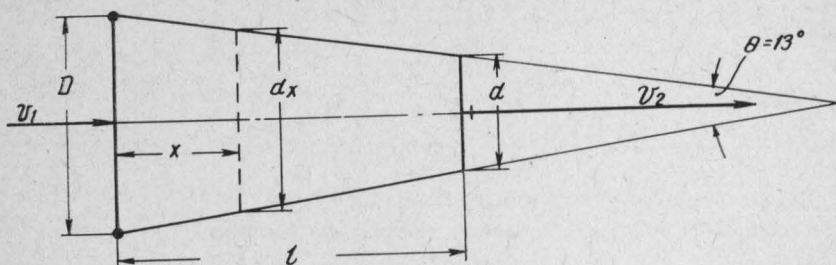


Рис. 70. Схема изменения скорости в насадке

нение скорости в насадке будет равно разности  $v_2 - v_1$ . Если длина насадка равна  $l$ , то изменение скорости на единицу длины будет равно  $\frac{v_2 - v_1}{l}$ , а скорость жидкости  $v_x$  в произвольном сечении насадка, находящемся на расстоянии  $x$  от входа в насадок, определится таким образом:

$$v_x = v_1 + \frac{x}{l} (v_2 - v_1).$$

Выражая в этой формуле скорости через расход и сечение насадка

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q4}{\pi d^2},$$

будем иметь

$$\frac{4Q}{\pi d_x^2} = \frac{4Q}{\pi D^2} + \frac{x}{l} \frac{4Q}{\pi} \left( \frac{1}{d^2} - \frac{1}{D^2} \right),$$

или после сокращений и преобразований получим формулу для определения диаметра насадка в сечении

$$\boxed{d_x = \frac{D}{\sqrt{1 + \frac{x}{l} \left( \frac{D^2}{d^2} - 1 \right)}}}. \quad (88)$$

**Пример.** Построить профиль насадка для расхода в 20 л/сек из условия равномерного прироста скорости.

**Решение.** Для получения хороших компактных струй у насадка следует держать напор в  $30 \div 50$  м. Примем расчетный напор равным 40 м. Это значит, что и

$$\frac{v^2}{2g} = 40 \text{ м.}$$

Но так как

$$v = \frac{Q4}{\pi d^2},$$

где  $d$  — диаметр выходного отверстия насадка, то получим

$$\frac{Q^2 16}{\pi^2 d^4 2g} = 40,$$

или

$$d = \sqrt[4]{\frac{Q^2 16}{40 \pi^2 2g}} = \sqrt[4]{\frac{0,020^2 \cdot 16}{40 \pi^2 2g}} = 0,03 \text{ м.}$$

Таким образом, выходной диаметр насадка должен быть равен 30 мм. Отношение входного диаметра  $D$  к выходному  $d$  следует брать равным  $2,2 \div 2,5$ . Тогда входной диаметр насадка должен быть принят в пределах

$$D = (2,2 \div 2,5) d = (2,2 \div 2,5) 30 = 67 \div 75 \text{ мм.}$$

Примем диаметр  $D$  равным 70 мм. Длина насадка определяется из условия создания наиболее выгодного угла конусности  $\Theta$ , равного  $\approx 13^\circ$ , тогда

$$l = \frac{D-d}{2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{70-30}{2} \operatorname{ctg} 6^\circ 5' = 154 \text{ мм.}$$

Получив значения входного диаметра  $D$ , выходного  $d$  и длины насадка  $l$ , можно по формуле (88) определить диаметры  $d_x$  в любом сечении, измеряемом от входного сечения насадка. Примем интервал между сечениями равным 10 мм. Диаметр первого сечения, отстоящего от входа на расстоянии 20 мм, будет

$$d_{10} = \frac{70}{\sqrt{1 + \frac{10}{154} \left[ \left( \frac{70}{30} \right)^2 - 1 \right]}} = 61,7 \text{ мм.}$$

Диаметры остальных сечений, вычисленных таким же образом, приведены в табл. 16.

Таблица 16

Расстояние от входа в насадок в мм . . .	10	20	30	40	50	60	70
Диаметр в мм . . .	61,7	55,7	51,3	48,0	44,9	42,4	40,2
Расстояние от входа в насадок в мм . . .	80	90	100	110	120	130	—
Диаметр в мм . . .	38,4	37,0	35,3	34,1	33,1	32,2	—

На рис. 71 показан профиль насадка, построенный по данным табл. 16.

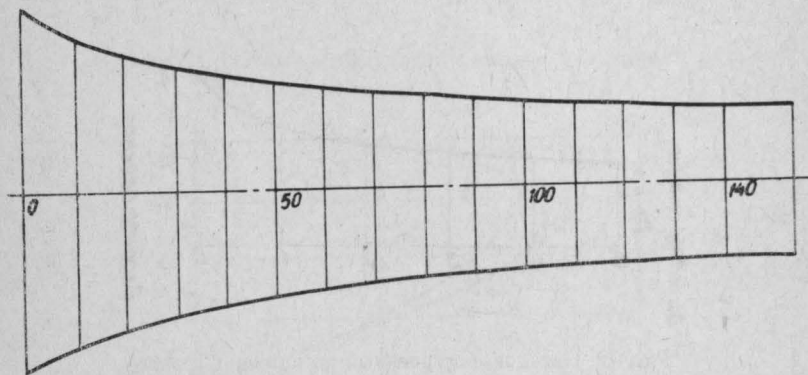


Рис. 71. Насадок, построенный по принципу равномерного прироста скорости

**Равномерный прирост кинетической энергии вдоль профиля.**  
Обозначим величину кинетической энергии  $\frac{v^2}{2g}$  через  $K$ . Математически указанное условие выразится в виде формулы

$$K_x = K_1 + \frac{x}{l} (K_2 - K_1). \quad (89)$$

Здесь  $K_x$  — кинетическая энергия в искомом сечении;  
 $K_1$  — кинетическая энергия в начальном сечении;  
 $K_2$  — кинетическая энергия в конечном сечении.

Подставляя в формулу (89) выражение кинетической энергии в различных сечениях, получим

$$v_x^2 = v_1^2 + \frac{x}{l} (v_2^2 - v_1^2).$$

Или, после использования уравнения неразрывности

$$\left(\frac{Q_4}{\pi d_x^2}\right)^2 = \left(\frac{Q_4}{\pi d^2}\right)^2 - \frac{x}{l} \frac{4^2 Q^3}{\pi^2} \left(\frac{1}{d^4} - \frac{1}{D^4}\right).$$

В окончательном виде формула будет иметь вид

$$d_x = \frac{D}{\sqrt[4]{1 + \frac{x}{l} \left(\frac{D^4}{d^4} - 1\right)}}. \quad (90)$$

Очертание насадка, построенного по уравнению (90), показано на рис. 72.

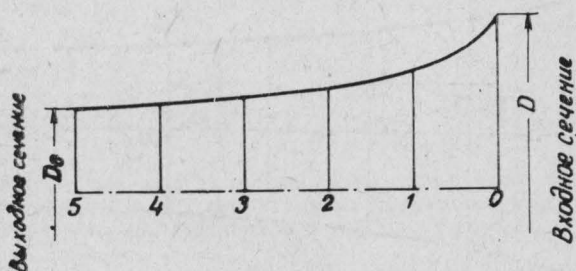


Рис. 72. Насадок, построенный по принципу равномерного прироста кинетической энергии

**Безударный вход потока в насадок и безударный выход из насадка.** Вычерчивание насадка для удовлетворения данного критерия производится по формуле Витошинского

$$d_x = \frac{d}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{d^2}{D^2}\right) \frac{(1 - \alpha^2)^2}{(1 + \alpha^2)^3}}}. \quad (91)$$

Здесь  $\alpha = \frac{x}{l}$ .

Продольный профиль насадка, вычерченного по уравнению (91), показан на рис. 73.

На практике часто применяются насадки, не имеющие теоретически обоснованных положений для своего построения и принятых на основании опытов работы с различными насадками путем выбо-

ра лучшего из них. Такими насадками являются конически сходящиеся насадки с цилиндрическим выходным концом, конически сходящиеся с двумя конусами, насадок, рекомендуемый гидравлическим Институтом штата Айова (США), и др.

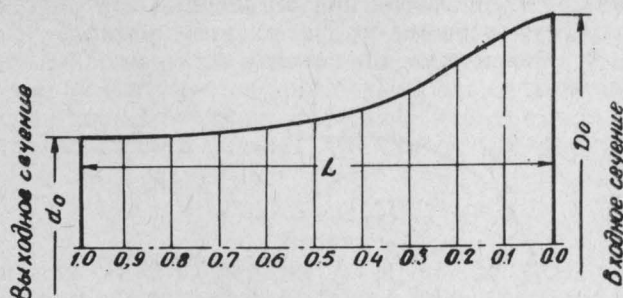


Рис. 73. Насадок с безударным входом и выходом

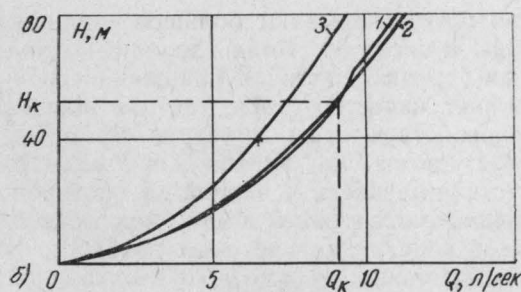
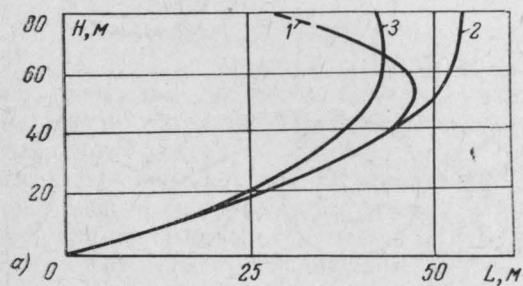


Рис. 74. Графики  $H = f(Q)$  и  $H = f(L)$  для насадков диаметром 19 мм

1 — конический насадок с цилиндрической частью;  
2 — насадок с профилем из условия равномерного прироста скоростей; 3 — насадок Института штата Айова (США)



На рис. 74 даны сводные графики зависимости дальности полета струи от напора в стволе для различных насадков диаметром  $d=19$  мм (опыты ЦНИИПО) и зависимости расхода от напора для тех же насадков. Анализ графиков показывает, что у насадков, имеющих цилиндрическую часть, при увеличении напора наблюдается скачкообразное уменьшение коэффициентов расхода и дальности полета струи, объясняемое появлением кавитации в насадке при больших напорах.

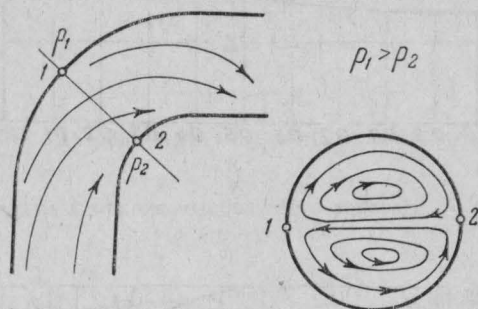


Рис. 75. Вращение потока на повороте трубы

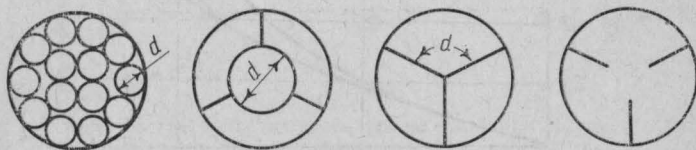


Рис. 76. Конструкции выпрямителей

На качество струи оказывают большое влияние также и условия подхода воды к насадку. Вода должна подходить к насадку прямолинейными струями; наличие вращения струи вокруг своей оси сильно снижает качество струи, так как появившиеся центробежные силы способствуют распылу струи. Вращение струи вокруг оси обычно наблюдается при прохождении воды в изгибах труб (рис. 75) вследствие разности давлений на противоположных стенках трубы. Большие массы воды обычно подаются с помощью лафетных стволов, в конструкции которых возможно наличие колен, обеспечивающих вращение ствола в горизонтальной и вертикальной плоскости. Наличие колен приводит к появлению вращательного (винтового) движения воды, которое может повлиять на качество получаемой струи. В этих случаях устраивают специальные выпрямительные устройства, разбивающие поток на ряд отдельных струй. Конструкции выпрямительных устройств (успокоителей) показаны на рис. 76.

Успокоитель устраивается таким образом, чтобы все его секции были одинаковой площади и имели такую длину, при которой бы поток сформировался и стал прямолинейным, что соответствует 10—15 диаметрам секций. Концы выпрямителей должны быть тщательно заострены, а поверхность по возможности гладкой. Поток по выходе из выпрямителя перед насадком должен быть «обжат» на величину площади поперечного сечения стенок выпрямителя; это исключает появление дополнительных завихрений и разрывов в потоке от внезапного расширения по выходе из выпрямителя. Обжатый поток подается в насадок, где струя окончательно формируется.

### § 9. Реакция струи

При вылете струи из насадка возникает сила, направленная в сторону, обратную направлению движения струи. Эту силу называют реакцией струи. Объяснение появления реакции струи и определение величины ее можно произвести, используя закон изменения количества движения

$$mv_2 - mv_1 = Ft,$$

т. е. изменение количества движения  $mv$  равно импульсу сил  $Ft$  в насадке при движении жидкости от большего сечения насадка к меньшему — выходному сечению.

Происходит изменение скорости, следовательно при одной и той же секундной массе движущейся жидкости произойдет изменение количества движения, которое приведет к появлению силы  $F$ .

Учитывая, что скорость  $v_1$  значительно меньше скорости  $v_2$ , можно для упрощения выхода пренебречь количеством движения  $mv_1$ .

Тогда получим

$$-mv_2 = Ft,$$

или

$$-\frac{m}{t}v_2 = F.$$

Преобразуем левую часть этой формулы. Так как

$$m = \rho V = \frac{\gamma}{g}V,$$

а

$$V = Qt = v_2 \omega t,$$

то

$$-\frac{m}{t}v_2 = -\frac{\gamma}{g}v_2\omega_2 \cdot tv_2 \frac{1}{t} = -\frac{\gamma}{g}v_2^2\omega.$$

Полученное выражение преобразуем таким образом, чтобы выделить в нем скоростной напор  $\frac{v^2}{2g} = H$ . Для этого числитель и знаменатель умножим на 2.

Будем иметь

$$-\frac{\gamma 2\omega^2}{2g}\omega = -2gH\omega,$$

и окончательно формула для определения реакции струи примет вид

$$\boxed{-2\gamma\omega H = F} \quad (92)$$

Учитывая, что  $\gamma H = p$ , получаем

$$\boxed{F = 2\omega p} \quad (93)$$

где  $p$  в  $\text{кг/см}^2$ ,  $\omega$  в  $\text{см}^2$ ,  $F$  в  $\text{кг}$ .

В табл. 17 приводятся значения реакций струй, вычисленные для различных насадков и давлений.

Таблица 17

Значения реакций струй в  $\text{кг}$  для различных напоров

Напор в м вод. ст.	Диаметр насадков в мм							
	13	19	25	28	32	38	44	50
20	5,4	11,3	19,6	24,6	32,2	45,2	60,8	78,4
40	10,6	22	39	49	64	90	121	157
50	13	28	49	62	80	113	152	196
60	16	34	59	74	96	135	182	235
70	19	40	68	84	112	158	212	274
80	21	45	78	98	129	181	240	314
90	24	51	88	111	145	203	270	352
100	27	57	98	123	161	226	300	392

## § 10. Движение отдельных капель в воздухе и характеристика распыленной струи

Распыленная струя представляет собой массу отдельно летящих капель. Отдельно летящая капля жидкости находится под дей-

ствием силы тяжести, сил сопротивления воздуха и капиллярных сил, которые вследствие кривизны капли создают внутри ее некоторое избыточное давление. Это избыточное давление определяется по формуле Лапласа

$$p = \frac{2\alpha}{R}, \quad (94)$$

где  $R$  — радиус капли;

$\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения

$$\left( \text{для воды } \alpha = 72,5 \frac{\text{дин}}{\text{см}}, \text{ или } 0,0725 \frac{\text{н}}{\text{м}}, \text{ или } 0,0074 \frac{\text{кг}}{\text{м}} \right).$$

При падении капли под действием силы тяжести с некоторой скоростью  $u$  в разных точках поверхности ее создается различное давление. Большее давление создается на лобовых участках капли. Оно равно скоростному напору  $\frac{u^2}{2g}$ . Вследствие разности давлений внутри капли возникает движение жидкости, капля меняет форму и разрушается, превращаясь в массу мелких капель. Разрушение капель происходит до тех пор, пока не установится равновесие между капиллярными силами и динамическим действием воздуха на поверхность капли.

Диаметр наибольшей устойчивой капли найдем, используя метод анализа размерностей.

В общем случае величина наибольшего диаметра  $d$  есть функция, зависящая от коэффициента поверхностного натяжения  $\alpha$ , скорости капли  $u$ , плотности воздуха  $\rho$ , т. е.

$$d = f(\alpha, u, \rho).$$

Условие равенства размерности левой и правой частей уравнения позволяют определить вид этой функции.

Можно написать

$$[d] = [\alpha]^x [u]^y [\rho]^z,$$

или

$$M = \left( \frac{\text{кг}}{\text{м}} \right)^x \left( \frac{\text{м}}{\text{сек}} \right)^y \left( \frac{\text{кг сек}^2}{\text{м}^3} \right)^z.$$

Приравнивая показатели степени при одинаковых единицах измерениях, получим систему уравнений

$$\begin{array}{ll} \text{для } M & 1 = -x + y - 4z; \\ \text{для } \text{кг} & 0 = x + z; \\ \text{для } \text{сек} & 0 = -y + 2z. \end{array}$$

Решение этой системы

$$x = 1; y = -2; z = -1.$$

Таким образом, формула для наибольшего диаметра примет вид

$$d = \kappa \frac{\alpha}{u^2 Q}. \quad (95)$$

Здесь  $\kappa$  — число, определяемое опытным путем;  $\kappa \approx 5$ .

Если, например, скорость капли равна 8 м/сек, то наибольший диаметр капли

$$d = 5 \frac{0,00740 \text{ кг сек}^2 \text{ м}^4}{\text{м} \cdot 64 \text{ м}^2 \cdot 0,1374 \text{ кг сек}^2} = 0,0034 \text{ м},$$

или

$$d = 3,4 \text{ мм}$$

Распыленная струя характеризуется размером отдельных капель и распределением их по сечению струи, углом конусности струи, дальностью струи.

Размер капель обычно выражают средним диаметром. Принцип подхода к определению среднего диаметра может быть различным. Наиболее просто определять средний диаметр как среднее арифметическое

$$d_{\text{ср}} = \frac{\sum n_i d_i}{N}, \quad (96)$$

где  $n_i$  — число капель диаметром  $d_i$ ;  
 $N = \sum n_i$  — сумма всех капель.

Недостатком указанного метода определения является то, что он не учитывает распределение массы жидкости по каплям, распределение капель по размерам; поэтому предлагаются для расчетов и другие формулы среднего диаметра. В качестве примера можно привести формулу для средневесового диаметра

$$d = \frac{\sum g_i d_i}{G} = \frac{\sum n_i d_i^4}{\sum n_i d_i^3}, \quad (97)$$

где  $g_i$  — вес капель диаметром  $d_i$ .



Практическое определение размеров отдельных капель и их количества представляет определенные трудности. Чаще используют метод улавливания капель на пластинки, покрытые слоем сажи, вязкой жидкости (например, смесь вазелина с трансформаторным маслом в отношении 1 : 3 и др.), или фотографирование.

Характеристика струи — распределение количества капель и их величины по сечению струи, размер самих капель, угол конусности струи — зависит от способа получения распыленных струй.

## § 11. Способы получения распыленных струй

Практически наибольшее распространение нашли три способа получения распыленных струй: центробежный, пневматический и механический.

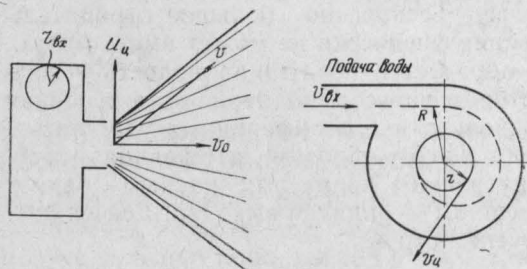


Рис. 77. Схема центробежной форсунки

При **центробежном способе** вода, проходя через распылитель или форсунку, приобретает вращательное движение вокруг оси, вследствие чего возникают центробежные силы, которые и способствуют распыливанию струи. Распылители, работающие по такому принципу, нашли особенно широкое применение в теплотехнике и энергетике в устройствах для подачи топлива. В пожарном деле такие распылители применяются в ручных стволах (ствол СК) в спринклерных и дренчерных системах. Для создания вращения струй в насадке применяют либо специальные винтовые вкладыши с винтовыми канавками, либо устройства, обеспечивающие тангенциальное поступление воды (рис. 77).

Из рис. 77 видно, что угол распыла центробежного распылителя

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{v_{01}}{v_{02}}.$$

Теория центробежного распылителя разработана Г. Н. Абрамовичем\*. На основании теоремы о сохранении момента количества движения можно записать

\* Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. Гостехиздат, 1958.

$$v_{\text{вх}} R_{\text{вх}} = v_{\text{ц}} r.$$

Отсюда линейная скорость крайних частиц жидкости при выходе из отверстия

$$v_{\text{ц}} = \frac{v_{\text{вх}} R_{\text{вх}}}{r}.$$

Из этой формулы следует, что скорость струек в центре отверстия ( $r \rightarrow 0$ ) должна стремиться к бесконечности. При этом давление  $\frac{p}{\gamma}$  по уравнению Бернулли

$$H = \frac{p_{\text{вх}}}{\gamma} + \frac{v_{\text{вх}}^2}{2g} = \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$$

должно получить бесконечно большое отрицательное значение.

Такое явление физически не может иметь места. Практически в центре струи образуется воздушная полость — воздушный вихрь, давление в котором равно атмосферному, а основная масса жидкости сосредоточивается на периферийных участках выходного сечения рапылителя. Таким образом, вытекающая струя имеет форму кольца с внутренним радиусом, равным радиусу воздушного вихря  $r_{\text{в}}$ , а внешним — радиусу выходного сечения  $r$ .

Живое сечение струи

$$\omega_{\text{с}} = \pi (r^2 - r_{\text{в}}^2).$$

Коэффициент заполнения отверстия (аналогичная коэффициенту сжатия величина)

$$\varphi = \frac{\omega_{\text{с}}}{\omega_0} = \frac{\pi (r^2 - r_{\text{в}}^2)}{\pi r^2} = 1 - \frac{r_{\text{в}}^2}{r^2}.$$

Расход жидкости из форсунки определится по общей формуле

$$Q = \mu \pi r^2 \sqrt{2gH}.$$

Здесь  $\mu$  — коэффициент расхода; по Абрамовичу

$$\mu = \frac{\varphi \sqrt{1-\varphi}}{\sqrt{1-\varphi + \varphi^2 A^2}},$$

где  $A$  — так называемая геометрическая характеристика форсунки;

$$A = \frac{Rr}{r_{\text{вх}}^2} = \frac{1-\varphi}{\sqrt{\frac{\varphi^3}{2}}}.$$

Тогда

$$\mu = \varphi \sqrt{\frac{\varphi}{2 - \varphi}}.$$

Величина капель, форма факела, плотность распределения капель по сечению струи зависят от конструкции форсунки, давления перед ней и геометрической характеристики форсунки (рис. 78).

Средний размер капель можно определить по приближенной формуле И. Н. Новикова\*:

$$d = 2,0 \sqrt[3]{\frac{\sigma}{\rho} \frac{r_{\text{вх}}^2}{R^2}},$$

где  $\sigma$  — сила поверхностного натяжения жидкости;  
 $\rho$  — давление жидкости перед форсункой.

При **пневматическом способе** распыливание струи достигается принудительной подачей воздуха или пара в выходное сечение водяной струи. Воздух или пар подается либо под давлением, либо, используя энергию самой струи, путем подсосывания (эжектирования) воздуха. Распылители такого рода нашли большое применение в энергетике.

В ЦНИИПО проводились опыты по использованию таких распылителей для тушения пламени легковоспламеняющихся жидкостей, однако вследствие громоздкости установок они не нашли практического применения. Вместе с тем на принципе эжектирования воздуха построены почти все распылители для получения пенных распыленных струй (рис. 79).

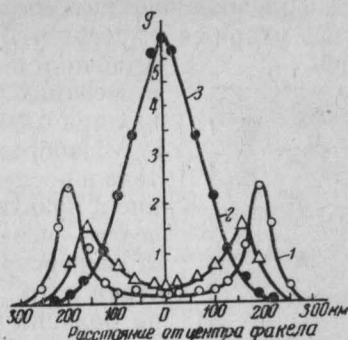


Рис. 78. Распределение плотности орошения в центробежной форсунке в зависимости от Re  
 1 —  $Re = 10^4$ ;  
 2 —  $Re = 4 \cdot 10^3$ ;  
 3 —  $Re = 1,7 \cdot 10^3$

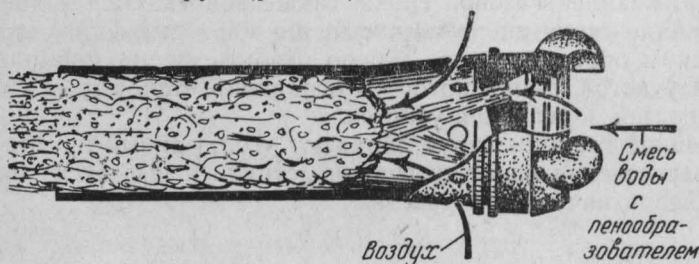


Рис. 79. Пенный пожарный ствол

\* И. Н. Новиков. Закономерности дробления жидкости в центробежных форсунках. «Журнал технической физики АН СССР», т. XVIII, вып. 3, 1948.

При **механическом способе** дробление струи происходит вследствие удара ее о преграду. Из-за своей простоты этот способ нашел особенно широкое применение в пожарном деле, в системах кондиционирования воздуха, в установках для охлаждения воды и др.



Изображенный на рис. 80 винтовой распылитель в последнее время находит все большее внедрение в практику вследствие ряда положительных качеств — незасоряемость, получение достаточно мелкодиспергированной струи, большой угол охвата струи и др. Недостатком его являются относительно большие потребные напоры (8—10 атм).

Перечисленные способы далеко не охватывают всех возможных методов получения распыленных струй. Очень часто, например, применяют деление всей цельной струи на отдельные струи или тонкие плоские струи (шаровые распылители, щелевые распылители, ручной пожарный ствол РС и др.). Распыление при этом происходит либо вследствие взаимодействия отдельных струек с воздухом, либо вследствие соударения струй.

## § 12. Газовые струи

Рис. 80. Винтовой распылитель

Струя газа в воздухе относится к группе так называемых свободных или затопленных струй, т. е. струй, распространяющихся в пространстве, заполненном средой тех же физических свойств, что и вещество струи. Изучением свободных струй занимались многие ученые: Милович А. Я., Прандтль Л., Абрамович Г. Н. и др.\*.

Схема свободной струи показана на рис. 81. Вследствие турбулентности струи происходит обмен частицами между массой основной струи и окружающей ее газовой среды. Поэтому близлежащие слои окружающей газовой среды также вовлекаются в движение, а на границе струи скорость частиц по мере движения струи падает. Таким образом, струю можно разбить на два участка — **начальный участок**, длина которого ограничивается ядром постоянных скоростей, и **основной участок**.

Внешние границы струи образуют угол, равный примерно 28°. Точка пересечения внешних границ струи называется полюсом струи. Длина начального участка

$$S_0 = 0,84 R_0,$$

где  $R_0$  — радиус струи в начальном сечении.

\* Подробнее см. Г. Н. Абрамович. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. Госэнергоиздат, 1948.

Скорость на оси струи основного участка можно определить по формуле

$$u_x = u_0 \frac{0,96}{\frac{ax}{R_0} + 0,29}.$$

Здесь  $u_x$  — скорость в центре данного сечения струи;

$u_0$  — скорость в начальном сечении струи;

$x$  — расстояние от данного сечения до начального;

$a$  — экспериментальная постоянная, зависящая от структуры потока в начальном сечении (при истечении из гладких насадков без возмущающих поток элементов  $a = 0,07 \div 0,08$ ).

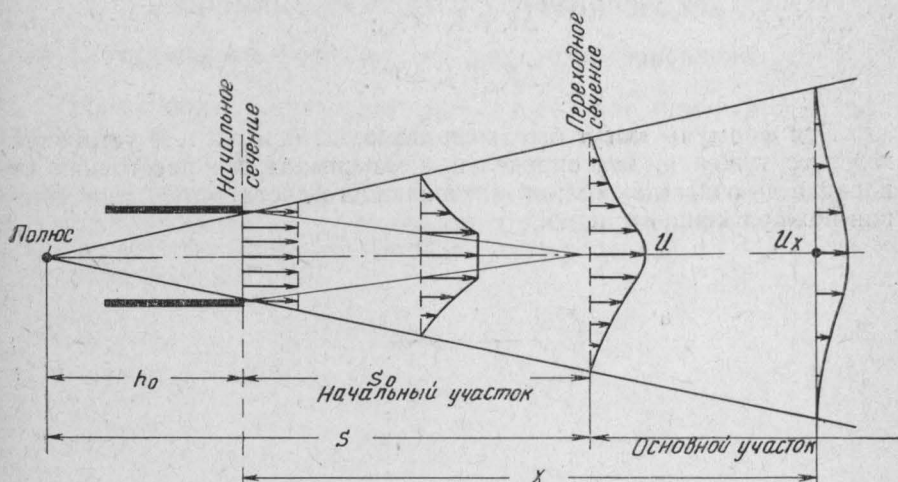


Рис. 81. Схема свободной струи

Концентрацию температур и примесей можно определять по формулам одного вида:

для температур по оси струи

$$\Delta T_x = \Delta T_0 \frac{0,70}{\frac{ax}{R_0} + 0,29};$$

для концентраций примесей по оси струи

$$\Delta K_x = \Delta K_0 \frac{0,70}{\frac{ax}{R_0} + 0,29}.$$



Здесь  $\Delta T$  — разность между температурой в окружающей среде и температурой в данной точке. Например, если температура в окружающей среде  $T$ , температура на оси струи в точке основной струи, находящейся на расстоянии  $x$ , равна  $T_x$ , то

$$\Delta T_x = T - T_x.$$

Аналогично, если температура струи в начальном сечении  $T_0$ , то

$$\Delta T_0 = T - T_0.$$

То же относится и к концентрации

$$\Delta K = K - K_0;$$

$$\Delta K_x = K - K_x.$$

Эти формулы могут быть использованы при расчете установок газового тушения, для определения максимального расстояния от насадка до очага пожара, обеспечивающего достаточную для тушения пожара концентрацию.

---

## Глава VI

### ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДОВ

#### § 1. Упрощенные формулы для расчета водопроводных труб

Для наиболее часто применяемых в технике типов труб (водопроводные трубы, трубы спринклерных систем и т. д.) при пользовании формулой Дарси — Вейсбаха можно заранее подсчитать значения коэффициентов  $\lambda$  и произведения коэффициента  $\lambda$  на постоянные для данного диаметра величины. При этом вместо средней скорости в расчетную формулу удобнее ввести расход  $Q$ .

Таким образом, если

$$h = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{l}{d} \frac{Q^2}{\omega^2 2g},$$

то, введя обозначение

$$A = \frac{\lambda}{d \omega^2 2g},$$

получим

$$\boxed{h = A l Q^2}. \quad (98)$$

Из полученной формулы видно, что величина  $A$  характеризует собой потери напора на единицу длины трубы при единичном расходе  $Q$ . Поэтому ее называют *удельным сопротивлением*.

Произведение  $A l$  называется сопротивлением и обозначается  $s$ . Тогда формула (89) получает вид

$$h = s Q^2.$$

При расчете водопроводных и спринклерных систем в некоторых случаях удобнее пользоваться не удельным сопротивлением  $A$ ,

а обратной ей величиной, называемой *расходной характеристикой*  $K$

$$K = \frac{1}{A}.$$

Тогда

$$h = \frac{lQ^2}{K}. \quad (99)$$

Формулы (98) и (99) можно выразить через гидравлический уклон  $i = \frac{h}{l}$ . Получим

$$i = AQ^2 \quad (100)$$

и

$$i = \frac{Q^2}{K}. \quad (101)$$

Значения  $A$  и  $K$  для стальных и чугунных труб, по данным Ф. А. Шевелева, приводятся в табл. 18.

Таблица 18

Расчетные значения удельных сопротивлений  $A$  и расходных характеристик  $K$  для стальных и чугунных водопроводных труб

Стальные трубы						Чугунные трубы		
ГОСТ 3262—55			ГОСТ 8732—52			ГОСТ 5525—61		
Условный проход в мм			Условный проход в мм			Условный проход в мм		
	$A$ для $Q$ в л/сек	$K$ для $Q$ в л/сек		$A$ для $Q$ в м <sup>3</sup> /сек	$K$ для $Q$ в м <sup>3</sup> /сек		$A$ для $Q$ в м <sup>3</sup> /сек	$K$ для $Q$ в м <sup>3</sup> /сек
15	8,81	0,113	126	106,0	0,00944	100	339,0	0,00295
20	1,64	0,61	132	82,8	0,0121	125	104,0	0,00961
25	0,437	2,31	139	62,8	0,0159	150	39,5	0,0253
32	0,0939	10,6	148	45,0	0,0222	200	8,61	0,116
40	0,0445	22,5	160	29,7	0,0337	250	2,64	0,379
50	0,0111	90,0	174	19,0	0,0526	300	0,986	1,01
70	0,00289	346,0	183	14,5	0,069	350	0,437	2,29
80	0,00117	854,0	199	9,27	0,108	400	0,219	4,57
100	0,000267	3740,0	225	4,82	0,207	450	0,119	8,40
125	0,0000862	11600,0	253	2,58	0,388	500	0,0678	14,8
150	0,0000340	29400,0	279	1,54	0,650	—	—	—
			305	0,939	1,07			

В табл. 18 значения  $A$  и  $K$  даны для квадратичной области сопротивлений. Исследованиями Ф. А. Шевелева установлено, что в водопроводных трубах квадратичная область наступает при  $v > 1,2$  м/сек. При  $v < 1,2$  м/сек в расчетные формулы необходимо ввести поправочный коэффициент  $\delta$ , величина которого зависит от средней скорости движения воды в трубе.

Формулы при  $v < 1,2$  м/сек получают вид

$$h = \delta A l Q^2 \quad (102)$$

и

$$h = \delta \frac{l Q^2}{K} \quad (103)$$

Значения поправочных коэффициентов для  $\delta$  приводятся в табл. 19.

Таблица 19

Поправочные коэффициенты  $\delta$  к расчетным значениям  $A$  и  $K$  для стальных и чугунных труб

$v$ в м/сек	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\delta$	1,41	1,28	1,2	1,15	1,11	1,09	1,06	1,04	1,03

**Пример 1.** Определить расход  $Q$  л/сек по чугунной водопроводной трубе длиной 200 м, диаметром 100 мм, если напор в начале трубы  $H = 20$  м, свободный напор в конце трубы  $H_{св} = 10$  м.

Решение. 1. Гидравлический уклон на участке трубы

$$i = \frac{H - H_{св}}{l} = \frac{20 - 10}{200} = 0,05.$$

2. Расход воды

$$Q = \sqrt{iK} = \sqrt{0,05 \cdot 0,00295} = 0,0118 \text{ м}^3/\text{сек} = 11,8 \text{ л/сек}.$$

3. Скорость воды в трубе

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{11,8}{0,785 \cdot 1^2} = 15 \text{ дм/сек} = 1,5 \text{ м/сек}.$$

Скорость  $v > 1,2$  м/сек, поэтому поправку  $\delta$  вводить не следует.

**Пример 2.** Определить диаметр стальной трубы для пропуска расхода  $Q = 30$  л/сек, если напор в начале трубы  $H_1 = 30$  м, а необходимый напор в конце трубы  $H_k = 10$  м. Длина трубы  $l = 1200$  м.

**Решение.** Гидравлический уклон

$$i = \frac{H - H_k}{l} = \frac{30 - 10}{1200} = 0,0167.$$

Удельное сопротивление

$$A = \frac{i}{Q^2} = \frac{0,0167}{0,030^2} = 18,6.$$

По табл. 18 находим диаметр трубы: 174 мм или 183 мм.

**Пример 3.** Определить потери напора на участке чугунной трубы диаметром 100 мм, длиной 300 м при расходе  $Q = 5$  л/сек.

**Решение.** Скорость воды в трубе

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{5}{0,785 \cdot 1^2} = 6,4 \text{ дм/сек} = 0,64 \text{ м/сек}.$$

$v < 1,2$  м/сек, следовательно необходимо ввести поправку  $\delta$ .

По табл. 19  $\delta = 1,11$ .

Потери напора

$$h = \delta A l Q = 1,11 \cdot 339 \cdot 300 \cdot 0,005^2 = 2,82 \text{ м}.$$

## § 2. Расчет трубопровода из последовательно соединенных труб. Характеристика трубопровода

При последовательном соединении труб (рис. 82) потери напора по отдельным участкам будут

$$h_1 = A_1 l_1 Q^2 = s_1 Q^2;$$

$$h_2 = A_2 l_2 Q^2 = s_2 Q^2$$

и т. д.

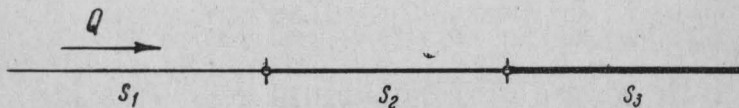


Рис. 82. Схема последовательного соединения труб

Потери напора по всему трубопроводу определяются как сумма потерь напора по отдельным участкам. При этом изменение скоростного напора, как правило, не увеличивается, так как это измене-



ние обычно бывает весьма незначительным по сравнению с располагаемыми напорами

$$h = h_1 + h_2 + \dots + h_n = s_1 Q^2 + s_2 Q^2 + \dots + s_n Q^2 = (s_1 + s_2 + \dots + s_n) Q^2.$$

Выражение, стоящее в скобках, представляет собой сопротивление всей системы последовательно соединенных трубопроводов  $s_{\text{сист.}}$ .

Таким образом, при последовательном соединении

$$\boxed{s_{\text{сист}} = s_1 + s_2 + \dots + s_n} \quad (104)$$

Потери напора определяются

$$h = s_{\text{сист}} Q^2.$$

В практике приходится подавать воду по трубопроводу с одновременным подъемом ее на определенную высоту  $z$ . Кроме того, в конце трубопровода вода должна обладать еще некоторым запасом энергии для создания необходимой мощности струи, выходящей из него (например, струя воды, выходящая из крана умывальника, должна обладать скоростным напором в 2—3 м, пожарная струя — 30 ÷ 40 м и т. д.). Этот напор называется свободным напором  $H_{\text{св.}}$ . Тогда напор в начале трубопровода определится по формуле

$$\boxed{H = s_{\text{сист}} Q^2 + H_{\text{св}} + z} \quad (105)$$

Зависимость между потребным напором в трубопроводе и расходом называется *характеристикой трубопровода*.

### § 3. Расчет трубопровода из параллельно соединенных труб. Характеристика трубопровода

На рис. 83 изображена система параллельно соединенных трубопроводов, характеризующихся различными сопротивлениями

$$s_i = A_i l_i.$$

Если при полном расходе воды  $Q$  в системе напор в точке разветвления  $A$  равен  $H_A$ , а напор в точке схода  $B$  —  $H_B$ , то потери напора  $h_{\text{сист}}$  в системе параллельно соединенных труб

$$h_{\text{сист}} = H_A - H_B.$$

Но такие же потери напора будут и в каждой линии

$$h_1 = H_A - H_B;$$

$$h_2 = H_A - H_B$$

и т. д.

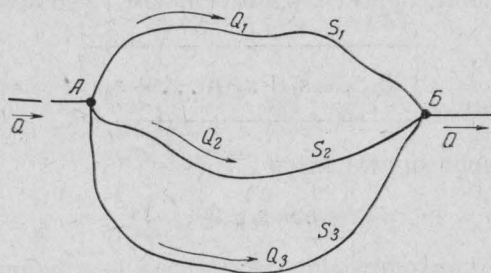


Рис. 83. Схема параллельного соединения труб

Таким образом, в каждой линии параллельно соединенных трубопроводов и в системе в целом потери напора будут одни и те же, т. е.

$$h_1 = h_2 = \dots = h_n = h_{\text{сист.}}$$

Для каждой линии можно написать

$$h_1 = A_1 l_1 Q_1^2 = s_1 Q_1^2;$$

$$h_2 = A_2 l_2 Q_2^2 = s_2 Q_2^2$$

и т. д.

Так как  $h_1 = h_{\text{сист.}}$ ;  $h_2 = h_{\text{сист.}}$  и т. д.

$$Q_1 = \sqrt{\frac{h_{\text{сист.}}}{s_1}};$$

$$Q_2 = \sqrt{\frac{h_{\text{сист.}}}{s_2}}$$

и т. д.

Но так как

$$Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n,$$

то

$$Q = \sqrt{\frac{h_{\text{сист}}}{s_1}} + \sqrt{\frac{h_{\text{сист}}}{s_2}} + \dots + \sqrt{\frac{h_{\text{сист}}}{s_n}} = \\ = \left( \frac{1}{\sqrt{s_1}} + \frac{1}{\sqrt{s_2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{s_n}} \right) \sqrt{h_{\text{сист}}},$$

или

$$h_{\text{сист}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{s_1}} + \frac{1}{\sqrt{s_2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{s_n}} \right)^2} Q^2,$$

а это значит, что выражение, стоящее перед квадратом расхода, представляет собой сопротивление системы  $s_{\text{сист}}$  для  $n$  параллельно соединенных трубопроводов, т. е.

$$s_{\text{сист}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{s_1}} + \frac{1}{\sqrt{s_2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{s_n}} \right)^2}. \quad (106)$$

Характеристика параллельно соединенных трубопроводов приводится к тому же виду, что и для трубопровода при последовательном соединении труб

$$h = s_{\text{сист}} Q^2 + H_{\text{св}} + z, \quad (107)$$

где  $z$  — превышение точки  $B$  над  $A$ .

#### § 4. Определение потерь напора в гибких шлангах и рукавах

Отличительной особенностью гибких шлангов и рукавов является изменение площади поперечного сечения с изменением давления  $p$  и длины их. Изменение площади сечения ведет к изменению коэффициента трения  $\lambda$  \*.

\* И. Е. Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Госэнергоиздат, 1960.

То же самое можно сказать относительно пожарных рукавов. В пожарных рукавах также имеет место изменение площади поперечного сечения с изменением давления и изменение в связи с этим сопротивления. Для обычных напоров, применяемых при подаче воды на пожар, значения сопротивлений  $s$  для одного рукава длиной 20 м могут быть приняты по приводимым в табл. 20 данным, полученным Н. А. Тарасовым-Агалаковым.

Таблица 20

Значения сопротивлений  $s$  одного рукава длиной 20 м

Сорт рукавов	Условный диаметр в мм			
	51	66	77	89
Прорезиненные рукава . .	0,013	0,034	0,015	0,00385
Непрорезиненные рукава .	0,024	0,077	0,030	—

Потери напора в рукавах с использованием данных, приведенных в табл. 20, определяются по формуле

$$h = nsQ^2, \quad (108)$$

где  $h$  — потери напора в м;

$n$  — количество рукавов длиной 20 м в шт.;

$Q$  — расход в л/сек.

## § 5. Неустановившееся движение жидкости в трубах

Уравнение Бернулли для неустановившегося движения можно получить из условия равновесия участка элементарной струйки жидкости длиной  $ds$  (рис. 84).

Если применить к участку струйки основной закон механики жидкости — сила равна произведению массы на ускорение, то получим

$$pd\omega - \left(p + \frac{\partial p}{\partial s} ds\right) d\omega + G \sin \alpha = m \frac{du}{dt}.$$

Здесь полагаем, что поперечное сечение струйки по длине  $ds$  не изменяется. Так как вес элемента струйки

$$G = \gamma ds d\omega,$$

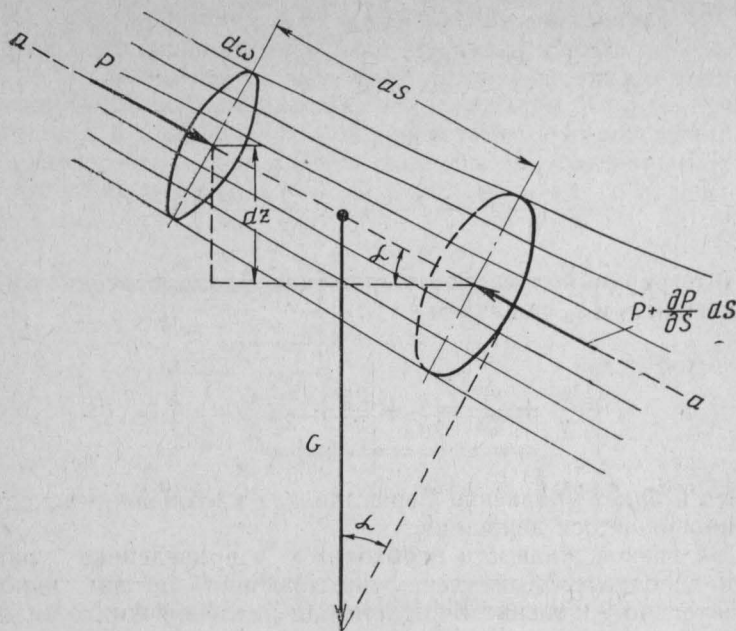


Рис. 84. К выводу уравнения Бернулли для неустановившегося движения

а масса

$$m = \rho ds d\omega$$

и учитывая, что

$$\sin \alpha = -\frac{\partial z}{\partial s},$$

то

$$-\frac{\partial p}{\partial s} ds d\omega - \gamma ds d\omega \frac{\partial z}{\partial s} = \rho ds d\omega \frac{du}{dt},$$

или

$$-\frac{\partial p}{\partial s} - \gamma \frac{\partial z}{\partial s} = \rho \frac{du}{dt}.$$

Для неустановившегося движения [формула (32)]

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{u^2}{2} \right).$$



Тогда

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{\partial z}{\partial s} = \frac{1}{g} \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{u^2}{2} \right) \right],$$

или

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( -\frac{p}{\gamma} - z - \frac{u^2}{2g} - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} \right) = 0.$$

Интегрируя полученное выражение вдоль струйки жидкости для сечений  $s_1$  и  $s_2$ , получаем

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds.$$

Это и будет уравнение Бернулли для идеальной жидкости для неустановившегося движения.

Для вязкой жидкости необходимо в приведенное уравнение ввести дополнительный член, учитывающий потери напора  $h_n$ . Окончательно уравнение Бернулли для реальной жидкости для неустановившегося движения получит вид

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds + h_n. \quad (109)$$

Выражение  $\frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds$  учитывает силы инерции, возникающие при неустановившемся движении и имеет, как и все члены уравнения Бернулли, линейную размерность. Оно называется *инерционным напором*  $h_{ин}$ .

Если ускорение  $\frac{\partial u}{\partial t}$  постоянно на всем отрезке  $l = s_2 - s_1$  и равно  $a$ , то инерционный напор

$$h_{ин} = \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds = \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} \int_{s_1}^{s_2} ds = \frac{1}{g} al.$$

Примером неустановившегося движения может быть постепенное увеличение скорости движения жидкости в трубе от состояния покоя до установившегося движения при внезапном открытии трубопровода, которое наблюдается, например, при быстром вскрытии распылителя в быстродействующей системе пожаротушения.

Распылитель находится под напором  $H$ , создаваемым водонапорной установкой (рис. 85).

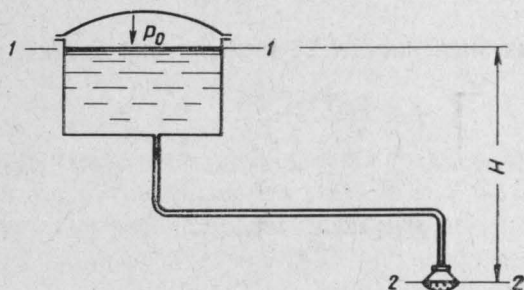


Рис. 85. К примеру о неустановившемся движении в трубопроводе водораспылительной установки

Определить закон изменения расхода во времени при быстром вскрытии распылителя.

Составим уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2. Будем иметь

$$\underbrace{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}}_H = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{\text{ин}} + h_{\text{тр}},$$

$$\begin{array}{ccccccc} & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \\ & 0 & 0 & \frac{u^2}{2g} & \frac{l}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds \Sigma \zeta & \frac{u^2}{2g} & \end{array}$$

или

$$H = [1 + \Sigma \zeta] \frac{u^2}{2g} + \frac{l}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds$$

и далее, учитывая, что  $\frac{\partial u}{\partial t}$  не зависит от  $s$ , будем иметь

$$H = [1 + \Sigma \zeta] \frac{u^2}{2g} + \frac{l}{g} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (109a)$$

Но для установившегося движения можно записать

$$u_{\text{уст}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \Sigma \zeta}} \sqrt{2gH}.$$

Отсюда

$$1 + \Sigma \zeta = \frac{2gH}{u_{\text{уст}}^2}.$$

Подставляя значение  $1 + \Sigma \zeta$  в уравнение (109а), получаем

$$H = \frac{2gH}{u_{\text{уст}}^2} \cdot \frac{u^2}{2g} + \frac{l}{g} \frac{du}{dt},$$

или

$$H \left( 1 - \frac{u^2}{u_{\text{уст}}^2} \right) = \frac{l}{g} \frac{du}{dt}.$$

Группируя переменные, получаем

$$dt = \frac{l}{gH} \frac{u_{\text{уст}}^2}{(u_{\text{уст}}^2 - u^2)} du.$$

Отсюда

$$t = \frac{l}{g} \frac{u_{\text{уст}}^2}{H} \int \frac{du}{u_{\text{уст}}^2 - u^2} = \frac{l}{g} \frac{u_{\text{уст}}^2}{H} \frac{1}{2u_{\text{уст}}} \ln \frac{u_{\text{уст}} + u}{u_{\text{уст}} - u} + C.$$

Постоянную  $C$  определим, задаваясь начальными условиями —  $u=0$  при  $t=0$ . Подставляя эти величины в полученную формулу, будем иметь  $C=0$ . Тогда

$$t = \frac{l}{2g} \frac{u_{\text{уст}}}{H} \ln \frac{u_{\text{уст}} + u}{u_{\text{уст}} - u}.$$

Обозначив

$$\frac{l}{2g} \frac{u_{\text{уст}}}{H} = T,$$

получаем

$$t = T \ln \frac{u_{\text{уст}} + u}{u_{\text{уст}} - u},$$

или

$$u = u_{\text{уст}} \frac{e^{t/T} - 1}{e^{t/T} + 1} = u_{\text{уст}} \operatorname{th} \frac{t}{2T}. \quad (110)$$

Таким образом, скорость истечения будет изменяться по закону гиперболического тангенса.

Практически можно считать, что установившаяся скорость истечения наступит при

$$t = 4T$$

$$(\text{при этом } u = 0,96 u_{\text{уст}}),$$

или

$$t = 2 \frac{lu_{\text{уст}}}{gH}. \quad (111)$$

Если, например, длина трубопровода  $l = 10$  м, скорость истечения жидкости при установившемся режиме  $u_{\text{уст}} = 20$  м/сек и напор  $H = 80$  м, то установившийся режим наступит через

$$t = 2 \frac{10 \cdot 20}{9,81 \cdot 80} \approx 0,5 \text{ сек.}$$

## § 6. Гидравлический удар в трубе

Одним из примеров неустановившегося движения является остановка движения воды в трубопроводе при быстром закрытии крана. Явление, происходящее при этом, носит название гидравлического удара. Впервые явление гидравлического удара было исследовано Н. Е. Жуковским\*.

Рассмотрим более подробно явление, происходящее в жидкости при внезапной остановке ее движения. Предположим, жидкость движется по трубопроводу, в конце которого установлен мгновенно закрывающийся кран. Если при установившемся движении до закрытия крана жидкость обладала некоторой скоростью движения  $v_0$ , то при внезапном закрытии крана она остановится. При этом, если бы жидкость была абсолютно несжимаема, а трубопровод абсолютно жестким, недеформируемым, то жидкость остановилась бы по всей длине трубы мгновенно. В действительности же вследствие сжатия жидкости и деформации стенок трубы жидкость останавливается постепенно: сперва останавливается слой, расположенный непосредственно у крана, затем следующий за первым по направлению от крана слой и т. д. Неостановившиеся же слои жидкости будут продолжать первоначальное движение со скоростью  $v_0$  (рис. 86).

\* Н. Е. Жуковский. О гидравлическом ударе в трубах. Бюллетень политехнического общества, 1899, № 5.

В остановившемся слое давление будет выше того давления, которое было до закрытия крана. Жидкость в этом слое несколько сожмется, а стенки трубы несколько раздвинутся.

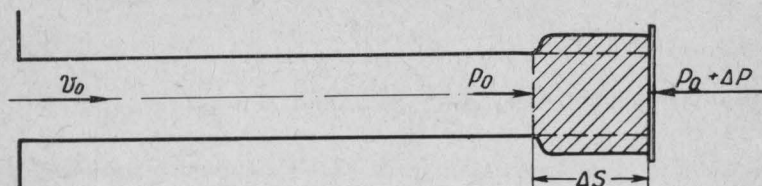


Рис. 86. Повышение давления при гидравлическом ударе при внезапном закрытии трубопровода

По закону изменения количества движения можно определить повышение давления в остановившемся слое жидкости. Если давление до закрытия задвижки обозначить через  $p_0$ , а после  $p_0 + \Delta p$ , то по закону изменения количества движения, применяемого к остановившемуся слою жидкости, можно написать

$$Ft = m(v_0 - v_2).$$

Или, учитывая, что  $v_2 = 0$ , получаем

$$(p_0 + \Delta p - p_0) \omega \Delta t = \rho \omega \Delta s v_0.$$

Отсюда повышение давления

$$\Delta p = \rho v_0 \frac{\Delta s}{\Delta t}.$$

Отношение  $\frac{\Delta s}{\Delta t}$  представляет собой величину, характеризующую скорость увеличения объема остановившейся жидкости, т. е. скорость распространения волны повышения давления по трубопроводу. Она называется скоростью распространения ударной волны и обозначается  $c$ .

Таким образом, окончательно формула для определения величины повышения давления при гидравлическом ударе приобретает вид

$$\Delta p = \rho c v_0. \quad (112)$$



Эта формула получена Н. Е. Жуковским в 1898 г. Если длина трубы равна  $l$ , то через время

$$t = \frac{l}{s}$$

вся жидкость в трубе остановится.

Если трубопровод заканчивается в резервуаре такого большого объема, что гидравлический удар в трубе по своему действию никакого влияния на состояние жидкости в резервуаре не оказывает, то сжатый слой жидкости на границе труба—резервуар будет находиться: с одной стороны—под давлением жидкости резервуара  $p_0$ , с другой—под давлением остановившейся жидкости в трубе  $p_0 + \Delta p$  (рис. 87). Вследствие разности давлений этот слой расширится, жидкость переместится в сторону резервуара со скоростью

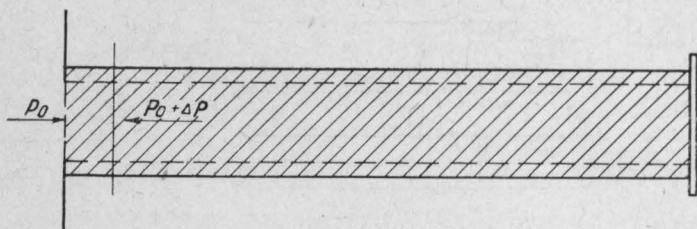


Рис. 87. Распределение давлений у резервуара

$v_0$ , равной начальной скорости движения жидкости в трубе. В слое установится давление  $p_0$ . Затем переместится жидкость следующего слоя и так через время, измеряемое от момента закрытия крана

$$t = \frac{2l}{c},$$

в трубе установится первоначальное давление  $p_0$ , а вся масса жидкости будет двигаться со скоростью  $v_0$  от крана. Теперь явление будет протекать в обратном порядке. В момент времени, следующий за

$$t = \frac{2l}{c},$$

в слое жидкости у крана возникнет понижение давления по сравнению с  $p_0$ . Оно будет распространяться со скоростью  $c$  по направлению к резервуару и в момент времени

$$t = \frac{3l}{c}$$

понижение давления распространится на всю трубу.

В следующие моменты времени восстанавливается первоначальное давление  $p_0$ , повышающееся затем до  $p_0 + \Delta p$ . Таким образом, явление гидравлического удара по своему характеру представляет собой периодическое изменение давления (рис. 88).

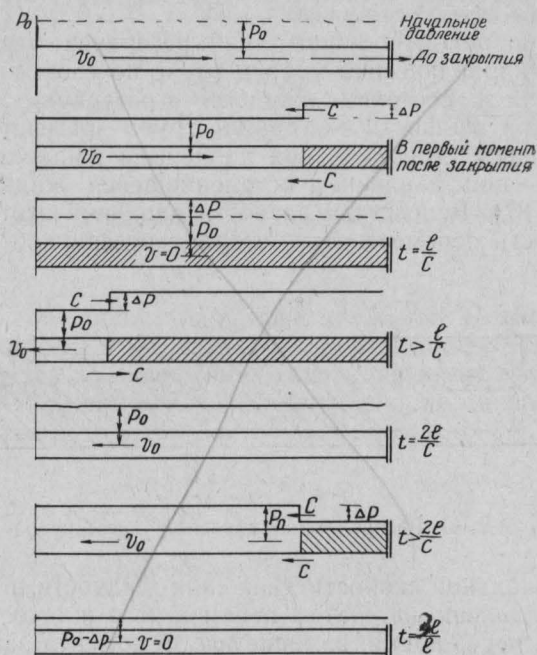


Рис. 88. Смена процессов гидравлического удара в трубе

Время, в течение которого ударная волна возвратится от резервуара к задвижке и произойдет изменение давления, называется фазой удара  $\tau$ . Очевидно, что  $\tau = \frac{2l}{c}$ .

Время закрытия крана может быть как меньше, так и больше фазы удара  $\tau$ . Если время закрытия крана  $t$  меньше фазы удара  $\tau$ , то понижение давления у крана возникает при полностью закрытом трубопроводе. В этом случае величина удара будет максимальной. Такой удар называется *прямым* в отличие от *непрямого* удара — при медленном закрытии крана. Понижение давления у крана возникает при этом в то время, когда кран еще не полностью закрылся и повышение давления не достигло максимальной вели-

чины. Повышение давления при непрямом гидравлическом ударе можно определять по приближенной формуле Н. З. Френкеля:

$$\Delta p = \rho v c \frac{\tau}{t}, \quad (113)$$

где  $t$  — время закрытия крана.

График изменения давления у крана показан на рис. 89. Если взять сечение на некотором удалении  $l$  от крана, то график изменения давления будет иным (рис. 90).

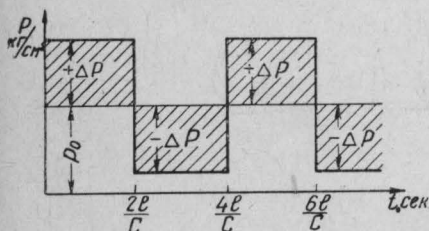


Рис. 89. График изменения давления у крана

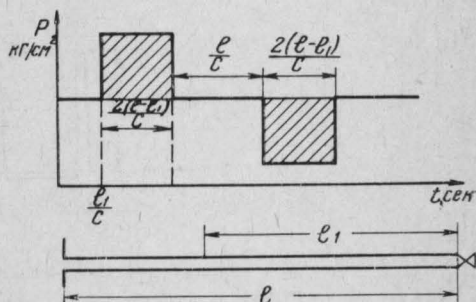


Рис. 90. График изменения давления в сечении трубы на расстоянии  $l_1$  от крана

Скорость распространения ударной волны, очевидно, будет тем меньше, чем больше упругость материала трубопровода и более сжимаема жидкость.

Так как деформация трубопровода зависит не только от материала трубы, но и от ее геометрических размеров, то в формулу для определения  $c$  должны входить величины, характеризующие упругость жидкости и материала трубы, и геометрические размеры трубы.

Формула для определения  $c$  имеет вид

$$C = \frac{1435}{\sqrt{1 + \frac{K}{E} \frac{d}{e}}} \text{ м/сек} \quad (114)$$

Здесь 1435 — скорость звука в жидкости в м/сек;

$K$  — модуль упругости жидкости (для воды  $K=21000 \text{ кг/см}^2$ );

$E$  — модуль упругости материала трубы;

$d$  — внутренний диаметр трубы;

$e$  — толщина стенки трубы.

Из формулы (114) видно, что чем больше упругость материала трубы, тем больше величина гидравлического удара. И наоборот, чем более пластичен материал трубы (например, пожарные рукава), тем меньше величина гидравлического удара. С другой стороны, в пластичных трубах энергия удара быстро расходуется на деформацию трубы и удар быстро затухает, не переходя в другую фазу. Это хорошо иллюстрируется опытными кривыми изменения давления при гидравлическом ударе в стальной трубе и в прорезиненных пожарных рукавах (рис. 91).

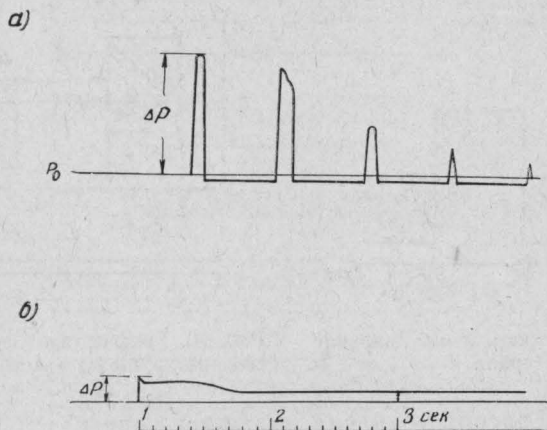


Рис. 91. Опытные кривые изменения давления при гидравлическом ударе

а — в стальной трубе диаметром 26 мм; б — в прорезиненном пожарном рукаве диаметром 66 мм

Практически модуль упругости  $E$  для пожарных рукавов можно принять:

$$\text{вдоль рукава } E_1 = 2,3 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2,$$

$$\text{поперек рукава } E_2 = 2,3 \cdot 10^4 \text{ кг/см}^2.$$

**Пример.** На рис. 92 изображена схема подачи воды центробежным насосом из резервуара в водонапорный бак на высоту  $H = 30$  м. Напорный трубопровод имеет общую длину 100 м. Трубы стальные с внутренним диаметром 106 мм, толщина стенок трубы  $\delta = 4$  мм (ГОСТ 3262-55).

При внезапной остановке насоса через некоторое время в трубе начнется обратное движение от бака в резервуар через насос и обратный клапан. При обратном токе воды обратный клапан закрывается и в трубе возникает гидравлический удар. Время, в течение которого клапан закрывается, можно принять рав-

ным примерно 0,2 сек. Определить величину гидравлического удара в трубе. Величины коэффициентов сопротивлений можно принять следующими:

$$\zeta_{\text{завд}} = 0,15; \zeta_{\text{нас}} = 1,15; \zeta_{\text{обр. кл}} = 1,5; \lambda_{\text{тр}} = 0,03.$$

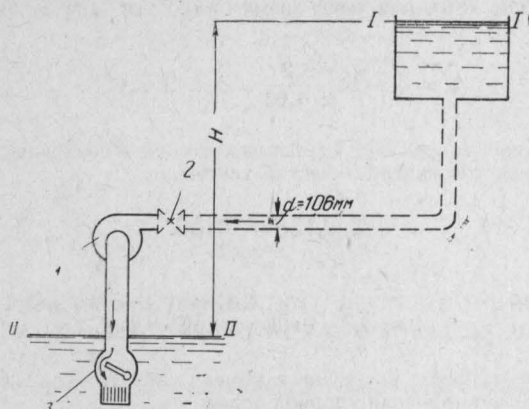


Рис. 92. Схема движения воды при остановке насоса:

1 — насос; 2 — задвижка; 3 — обратный клапан

Решение. Определим скорость обратного тока воды  $v$ , которая была бы при установившемся движении в том случае, если бы клапан не закрывался. Для этого составим уравнение Бернулли для сечений I—I и II—II. Будем иметь

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_m + h_d.$$

$$\begin{array}{ccccccccccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Sigma \zeta \frac{v_{\text{уст}}^2}{2g} & \lambda \frac{l}{d} & \frac{v_{\text{уст}}^2}{2g} & \end{array}$$

Здесь  $v_{\text{уст}}$  — скорость воды в трубе при установившемся движении. Получим

$$H = \left( \Sigma \zeta + \lambda \frac{l}{d} \right) \frac{v_{\text{уст}}^2}{2g}.$$

Отсюда

$$v_{\text{уст}} = \sqrt{\frac{2gH}{\Sigma \zeta + \lambda \frac{l}{d}}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 9,81 \cdot 30}{1,5 + 0,15 + 15 + 0,03 \cdot \frac{100}{0,106}}} = 3,7 \text{ м/сек.}$$

Скорость истечения при неустановившемся движении через время  $t$  определим по формуле (110), приняв в ней  $u = v$

$$v = v_{\text{уст}} \operatorname{th} \frac{t}{T}.$$



Здесь

$$T = \frac{l}{2g} \frac{v_{\text{уст}}}{H} = \frac{100 \cdot 3,7}{2 \cdot 9,81 \cdot 30} = 0,63.$$

Тогда скорость истечения через время  $t = 0,2$  сек (время закрытия обратного клапана)

$$v = 3,7 \cdot \text{th} \frac{0,2}{2 \cdot 0,63} = 3,7 \cdot \text{th} 0,158.$$

По справочнику (например, энциклопедический справочник «Машиностроение», т. I) находим, что гиперболический тангенс

$$\text{th} 0,158 = 0,156.$$

Тогда

$$v = 3,7 \cdot 0,156 = 0,58 \text{ м/сек.}$$

Такова будет скорость истечения в момент закрытия клапана.  
Скорость распространения ударной волны

$$c = \frac{1435}{\sqrt{1 + \frac{K}{E} \frac{d}{e}}} = \frac{1435}{\sqrt{1 + \frac{2,0 \cdot 10^8 \cdot 106}{2,0 \cdot 10^{10} \cdot 4}}} = 1280 \text{ м/сек.}$$

Определим вид удара. Фаза удара

$$\tau = \frac{2l}{c} = \frac{2 \cdot 100}{1280} = 0,15 \text{ сек.}$$

Следовательно, будем иметь не прямой удар. Если бы удар был прямой, то величина гидравлического удара

$$\Delta p = \rho c v = 102 \cdot 1280 \cdot 1,22 = 159000 \text{ кг/м}^2 = 15,9 \text{ атм.}$$

В нашем случае удар не прямой. Величину его можно определить по формуле (113)

$$\Delta p = \rho c v \frac{\tau}{t} = 15,9 \frac{0,15}{0,2} = 12,0 \text{ атм.}$$

Для снижения величины гидравлического удара остановку насоса необходимо производить при закрытой задвижке на напорной линии. Задвижку на напорной линии закрывают постепенно до полного закрытия.

## Глава VII

### СОВМЕСТНАЯ РАБОТА ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ И ТРУБОПРОВОДОВ НА ПРИМЕРАХ ЗАДАЧ ПО ПОДАЧЕ ВОДЫ НА ПОЖАР

#### § 1. Принцип действия и характеристика центробежного насоса

Основным элементом центробежного насоса является рабочее колесо, необходимое для придания жидкости вращательного движения. При вращении рабочего колеса (рис. 93) в жидкости, заполняющей его полости, возникает центробежная сила, которая стремится выбросить жидкость по радиусу от центра колеса. У входа в рабочее колесо создается давление меньше атмосферного (вакуум), поэтому под влиянием атмосферного давления, действующего на поверхность воды в водоеме, вода будет поступать из водоема во всасывающую трубу и по ней — к колесу насоса. Так может образоваться непрерывное движение воды до колеса под действием атмосферного давления, которое затем переходит в движение после колеса — под давлением жидкости, возникающим от действия центробежной силы. Разрыв непрерывного движения наступает в том случае, когда атмосферное давление недостаточно для создания движения во всасывающей трубе, что имеет место при расположении оси насоса над уровнем водоема выше 10 м (практически значительно ниже).

Зависимость напора  $H$  от расхода насоса  $Q$  может быть выражена или в виде графика  $Q-H$ , или в виде таблицы, или в виде аналитического выражения. Такие графики, таблицы и аналитические выражения, показывающие, как изменяется напор насоса в зависимости от изменения расхода при постоянных числах оборотов насоса, носят название характеристик насосов.

Для пожарных автономных характеристик дают не для определенных чисел оборотов, а в зависимости от степени открытия дроссельной заслонки двигателя (обычно для максимального открытия). Такая характеристика несколько круче характеристики,

полученной для постоянного числа оборотов. Дроссельные характеристики для некоторых автонасосов (при максимальном открытии дросселя) приводятся на рис. 94.

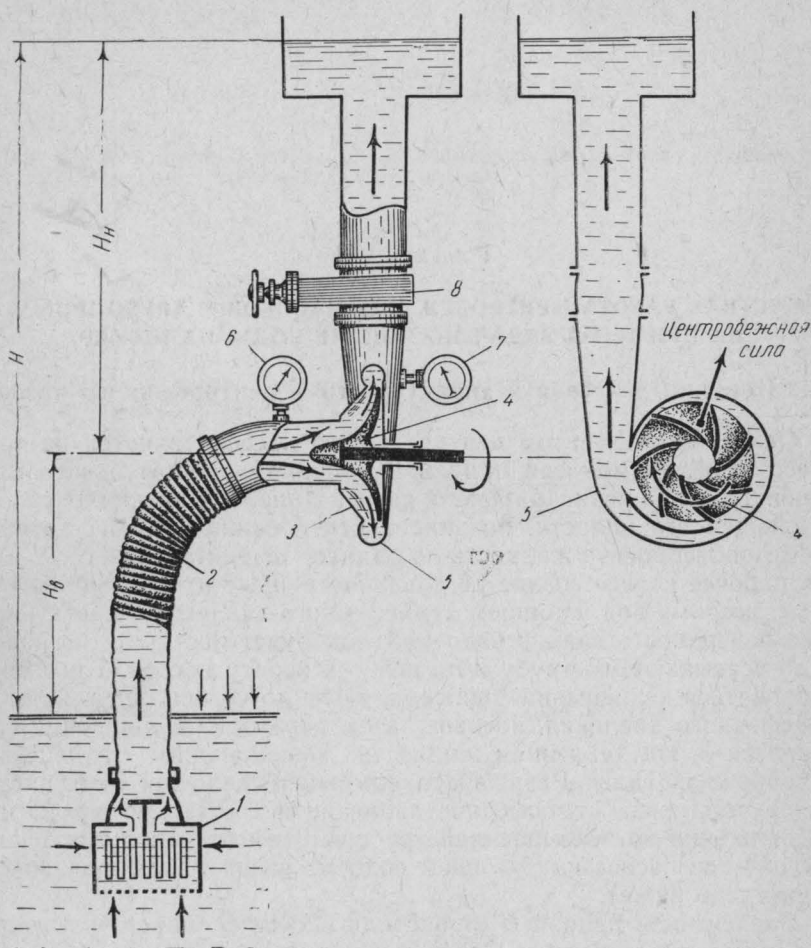


Рис. 93. Схема центробежного насоса

При некоторых расчетах насосно-рукавных систем удобно использовать аналитическое выражение характеристики автонасоса. Расчеты значительно упрощаются, если кривую  $Q-H$  (характеристику насоса) приближенно считать за параболу. Общий вид урав-

нения перевернутой параболы, вершина которой сдвинута по оси  $H$ , будет таков

$$H = a - bQ^2 \quad (115)$$

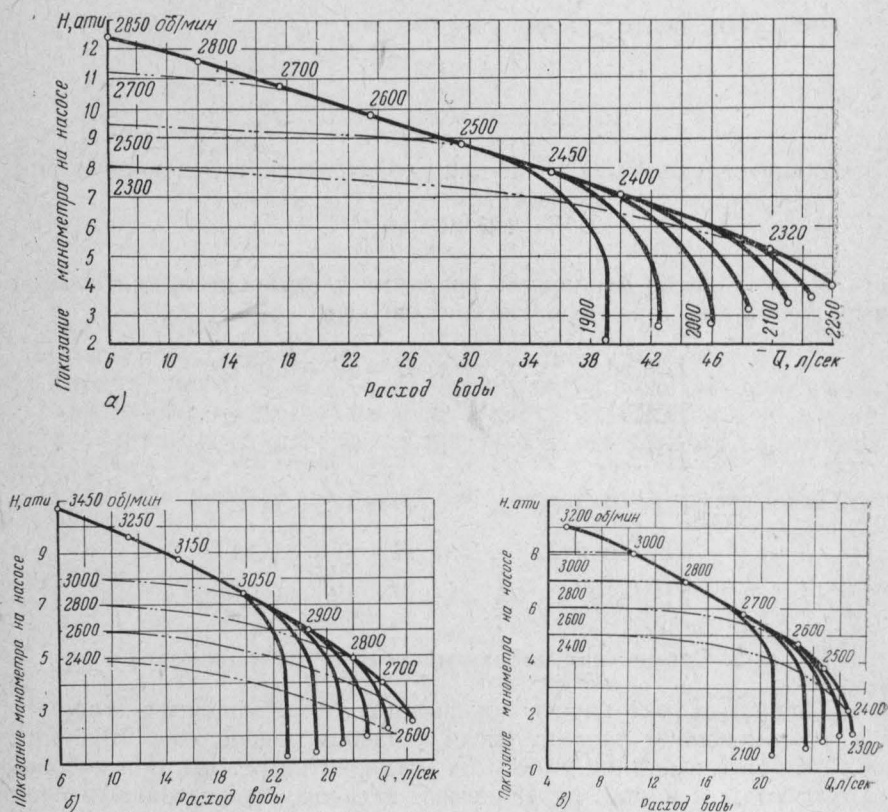


Рис. 94. Характеристики насосов, установленных на пожарных автомобилях

а — насос ПН-30 с двигателем ЗИЛ-120 (ПМЗ-17, 18); б — насос ПН-20 с двигателем ГАЗ-51 (ПМГ-19, 36); в — насос ПН-20 с двигателем ГАЗМ-20 (ПМГ-20)

Параметры параболы  $a$  и  $b$  можно определить путем совместного решения двух уравнений вида (115) для двух известных взаимных величин  $H$  и  $Q$ , полученных опытным путем.

**Пример.** Привести аналитическое выражение характеристики автонасоса ПМЗ-17, графическое изображение характеристики которого показано на рис. 93.

**Решение.** Возьмем два значения расходов, например 12 л/сек и 27 л/сек. Как это следует из рис. 93, соответствующие этим расходам напоры равны 130 и 100 м. Тогда можно написать

$$130 = a - b 12^2;$$

$$100 = a - b 27^2.$$

Решив совместно эти два уравнения, находим

$$a = 136;$$

$$b = 0,044.$$

Аналитическое выражение для характеристики будет иметь вид:

$$H = 136 - 0,044 Q^2.$$

Н. А. Тарасов-Агалаков\* приводит следующие аналитические выражения для характеристик автонасосов

$$\begin{aligned} \text{ПМЗ-1} & \dots \dots \dots H = 82 - 0,08 Q^2; \\ \text{ПМГ-1} & \dots \dots \dots H = 73 - 0,11 Q^2; \\ \text{ПМЗ-17-18} & \dots \dots H = 135 - 0,05 Q^2; \\ \text{ПМЗ-9 и 10} & \dots \dots H = 175 - 0,13 Q^2; \\ \text{ПМГ-6 и 12} & \dots \dots H = \underline{160 - 0,14 Q^2}; \\ \text{ПМГ-19, 21, 36} & \dots \dots H = 125 - 0,075 Q^2. \end{aligned} \quad (116)$$

## § 2. Совместная работа насосов и трубопроводов

Характеристика насоса показывает, как изменяется напор насоса с изменением расхода. Если к насосу подсоединен трубопровод, то при совместной работе их установится режим, при котором расход воды и напор, развиваемый насосом, будут взаимно соответствовать друг другу, т. е. напор, необходимый для создания движения этого расхода воды по трубопроводу, как раз равен напору, развиваемому насосом. Этот режим работы насоса можно определить построением характеристик насоса и трубопровода. Характеристика трубопровода может быть построена по формулам (104), (105) и (106), (107).

Точка пересечения характеристик насоса и трубопровода называется рабочей точкой насоса (рис. 95, точка 1). Чем больше сопро-

\* Н. А. Тарасов-Агалаков. Практическая гидравлика в пожарном деле. Изд. МКХ РСФСР, 1959.



тивление трубопровода, тем круче характеристика и тем меньше расход насоса.

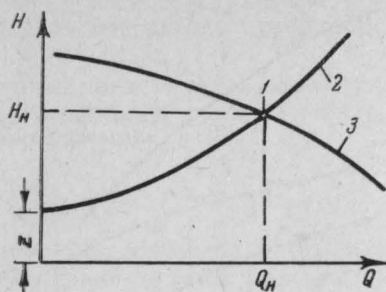


Рис. 95. Рабочая точка насоса и трубопровода

1 — рабочая точка; 2 — характеристика трубопровода;  
3 — характеристика насоса

Если на один трубопровод работают несколько насосов, то строится совместная характеристика нескольких насосов.

Характеристика параллельно работающих насосов строится по правилу: *расход параллельно работающих насосов равен сумме расходов отдельных насосов, и напор, создаваемый насосами, один и тот же.*

Характеристика параллельно работающих насосов показана на рис. 96.

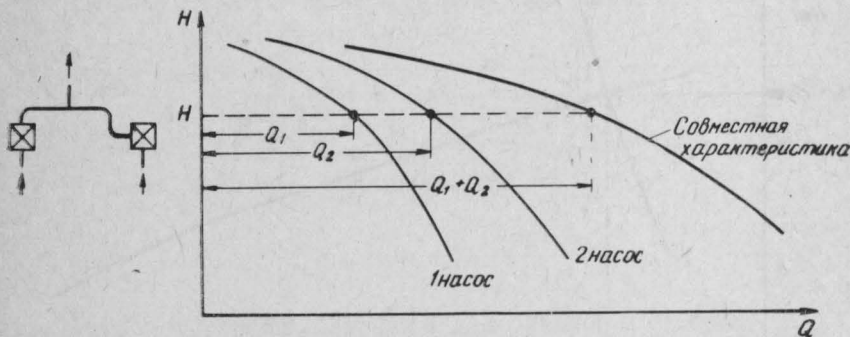


Рис. 96. Совместная характеристика параллельно работающих насосов

Характеристика последовательно работающих насосов строится по правилу: *напор последовательно соединенных насосов равен сумме напоров, развиваемых каждым насосом, а расход каждого насоса один и тот же.*

Характеристика последовательно соединенных насосов показана на рис. 97.

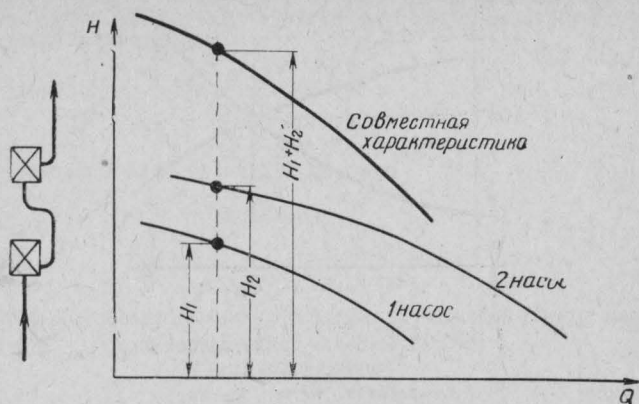


Рис. 97. Совместная характеристика последовательно соединенных насосов

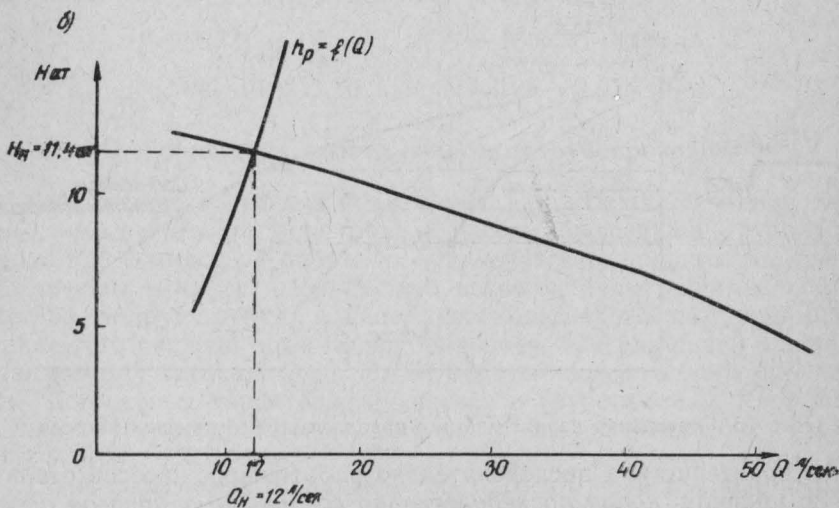
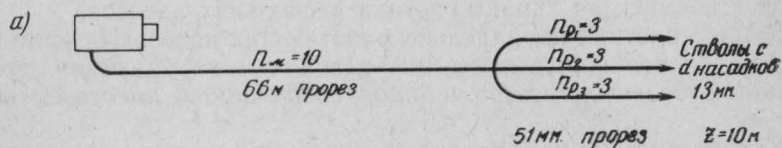


Рис. 98. Схема подачи воды  
а — схема подачи; б — рабочая точка насоса

Для пояснения изложенного приведем пример. Пусть от насоса ПМЗ-17 проложена рукавная линия по схеме, изображенной на рис. 98а. Чтобы определить расход воды, подаваемой насосом, найдем рабочую точку насоса. Характеристика насоса ПМЗ-17 показана на рис. 94. Для построения характеристики рукавной линии найдем ее сопротивление  $s_{\text{сист}}$ .

Рукавная система представляет собой последовательное соединение магистральной линии и системы рабочих линий. Поэтому по формуле (104)

$$s_{\text{сист}} = s_{\text{м}} + s_{\text{сист. раб}},$$

где  $s_{\text{м}}$  — сопротивление магистральной линии;  
 $s_{\text{сист. раб}}$  — сопротивление системы рабочих линий.

В свою очередь, система рабочих линий представляет собой систему параллельно соединенных рукавов. Для вычисления ее сопротивления воспользуемся формулой (106).

Получаем

$$s_{\text{сист. раб}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{s_{p1} + s_{c1}}} + \frac{1}{\sqrt{s_{p2} + s_{c2}}} + \frac{1}{\sqrt{s_{p3} + s_{c3}}} \right)^2}.$$

Здесь  $s_{\text{с}}$  — сопротивление ствола; в расчете его можно принять таким же, как и сопротивление насадка (см. табл. 7);

$s_{\text{р}}$  — сопротивление рукавов одной рабочей линии, равное  $n_{\text{р}} s_{\text{р}}$ .

Отсюда сопротивление всей рукавной системы

$$s_{\text{сист}} = n_{\text{м}} s_{\text{м}} + \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{n_{\text{р1}} s_{\text{р1}} + s_{\text{с1}}}} + \frac{1}{\sqrt{n_{\text{р2}} s_{\text{р2}} + s_{\text{с2}}}} + \frac{1}{\sqrt{n_{\text{р3}} s_{\text{р3}} + s_{\text{с3}}}} \right)^2}.$$

Так как рабочие линии одинаковы, то

$$s_{\text{сист}} = n_{\text{м}} s_{\text{м}} + \frac{n_{\text{р}} s_{\text{р}} + s_{\text{с}}}{9}.$$

Или, подставляя значения  $s$  для рукавов и стволов,

$$s_{\text{сист}} = 10 \cdot 0,035 + \frac{3 \cdot 0,15 + 2,89}{9} = 0,72.$$

Таким образом, характеристика рукавной линии будет [формула (107)]

$$H_p = s_{\text{сист}} Q^2 + H_{\text{св}} + z = 0,72Q^2 + 0 + 10 = 0,72Q^2 + 10.$$

Здесь свободный напор  $H_{\text{св}}$  принят равным 0, так как величина его учтена при расчете  $s_{\text{сист}}$  через сопротивление ствола  $s_c$ .

Задаваясь теперь некоторыми значениями  $Q$ , можно вычислить  $H_p$ , например

$Q$	9	10	12
$H$	68	82	114

По полученным значениям  $Q$  и  $H$  построим на графике  $Q-H$  насоса характеристику рукавной системы (см. рис. 98б). Точка их пересечения дает расход  $Q$  при полном открытии дросселя, равный 12 л/сек. Из графика видно также, что показание манометра на напорном патрубке насоса при этом равно 11,4 ат.

Практически такую задачу удобнее решать не путем построения графика, а путем совместного решения уравнений характеристик насоса в виде формул (116) с характеристикой рукавной линии.

Так как характеристика насоса ПМЗ-17

$$H_n = 135 - 0,05Q^2,$$

то условие равенства напора насоса и напора в начале рукавной линии будет

$$135 - 0,05Q^2 = 0,72Q^2 + 10.$$

Отсюда

$$Q = \sqrt{\frac{135-10}{0,72+0,05}} = 13,1 \text{ л/сек.}$$

Некоторое несоответствие в ответах произошло вследствие приближенности эмпирических формул характеристик насосов.

### § 3. Примеры по расчету насосно-рукавных систем

Цели расчета насосно-рукавных систем могут быть различными:  
 определение возможности получения пожарных струй требуемых размеров при заданной рукавной системе от заданного автонасоса;  
 определение максимального расхода воды из стволов при полном открытии дросселя;

определение предельной длины рукавной линии, при которой еще можно получить струи требуемых размеров;

выбор диаметров насадков и другие задачи.

Решение некоторых задач поясним конкретными примерами. Данные по сопротивлениям рукавов  $s_p$  и насадков (стволов)  $s_c$  принимаются по таблицам 7 и 20.

В первом примере дается полное решение задачи с расчетом струи.

**Пример 1.** От автонасоса ПМГ-21 проложена рукавная линия из 50-мм резиновых рукавов, заканчивающаяся стволом с насадком диаметром 13 мм. Количество рукавов рукавной линии  $n = 25$  (т. е. рукава проложены на расстояние около 500 м). Ствол находится выше оси насоса на величину  $z = 20$  м. Определить возможность подачи по указанной схеме, если требуется получить из ствола струю с длиной компактной части, равной 17 м. Построить линию давлений. Схема подачи показана на рис. 99.

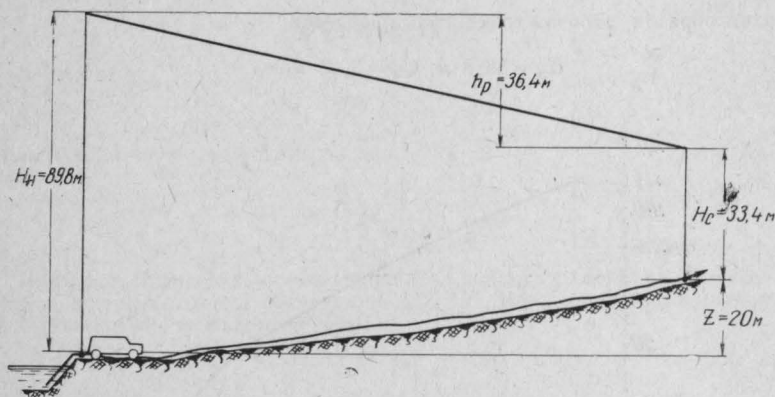


Рис. 99. Схема подачи воды по одной рукавной линии

**Решение.** Определим напор и расход из ствола, необходимые для получения струи с компактной частью, равной 17 м.

Сперва находим высоту вертикальной струи  $S_B$  с заданной длиной компактной части. Используем формулу (85)

$$S_B = \alpha S_K,$$

где

$$\alpha = 1,19 + 80 (0,01 S_K)^4.$$

Подставляя величину  $S_K = 17$  м, получим

$$\alpha = 1,19 + 80 (0,01 \cdot 17)^4 = 1,26$$

и

$$S_B = 1,26 \cdot 17 = 21,5 \text{ м.}$$

Тогда по формуле Люгера можно определить напор у ствола  $H_c$

$$H_c = \frac{S_B}{1 + \varphi S_B} = \frac{21,5}{1 - 0,0165 \cdot 21,5} = 33,4 \text{ м.}$$



Зная напор, определим расход, используя формулу

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}.$$

При  $\mu \approx 0,98$  получим

$$Q = 0,98 \cdot 0,786 \cdot 0,013^2 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 33,4} = 3,34 \text{ л/сек.}$$

Зная расход, можно определить потребный напор насоса  $H_n$ , или напор в начале рукавной линии

$$H_n = h_p + H_c + z = ns_p Q^2 + H_c + z = 25 \cdot 0,13 \cdot 3,34^2 + 33,4 + 20 = 36,4 + 33,4 + 20 = 89,8 \text{ м.}$$

Таким образом, рабочая точка насоса задается

$$H_n = 89,8 \text{ м; } Q_n = 3,35 \text{ л/сек.}$$

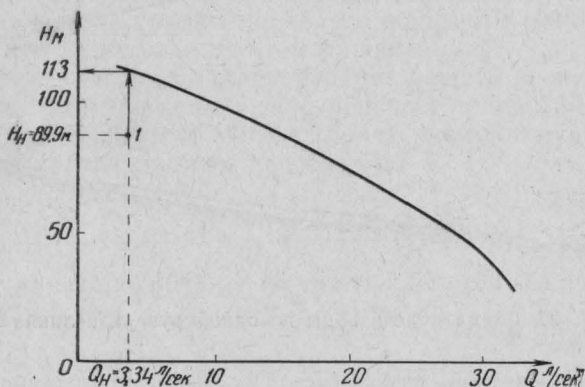


Рис. 100. Рабочая точка насоса

Посмотрим теперь, где ляжет рабочая точка на характеристике автонасоса. Так как рабочая точка 1 (рис. 100) легла в зоне возможности подачи насосом, или в рабочей зоне насоса, то отсюда делаем вывод: подача воды по указанной схеме от автонасоса возможна. При этом, как видно из положения рабочей точки на характеристике, насос должен работать не на максимальных оборотах, а с некоторым запасом.

Если потребуется определить максимально возможную длину подачи при работе насоса на максимальных числах оборотов, то для этого необходимо разрешить формулу для напора у насоса относительно  $n$

$$n = \frac{H_n - s_c Q^3 - z}{s Q^2}.$$

Максимальная длина подачи определяется при максимальном для данного расхода  $Q$  напоре насоса. Из характеристики насоса (см. рис. 100) находим  $H = 113 \text{ м.}$

Максимальная дальность подачи будет

$$n = \frac{H_n - H_c - z}{sQ^2} = \frac{113 - 33,4 - 20}{0,13 \cdot 3,34^2} = 32 \text{ рукава.}$$

Определение максимального расхода, который можно получить от автонасоса, производится по следующей схеме.

Так как напор, развиваемый насосом  $H_n$ , представляет собой напор в начале рукавной линии

$$H_n = H_{\text{рук}},$$

а

$$H_n = a - bQ^2$$

и

$$H_{\text{рук}} = s_{\text{сист}}Q^2 + z,$$

то получаем

$$a - bQ^2 = s_{\text{сист}}Q^2 + z.$$

Отсюда находится максимальный расход

$$Q = \sqrt{\frac{a - z}{b + s_{\text{сист}}}}.$$

**Пример 2.** Определить время заполнения пожарного водоема объемом  $100 \text{ м}^3$ . Схема заполнения водоема показана на рис. 101. Истечение воды из рукавов свободное (пожарные стволы отсутствуют).

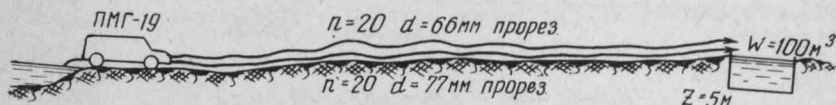


Рис. 101. Схема заполнения пожарного водоема автонасосом

Решение. Определяем сопротивление рукавной системы

$$s_{\text{сист}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{n_1 s_1}} + \frac{1}{\sqrt{n_2 s_2}} \right)^2} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{20 \cdot 0,034}} + \frac{1}{\sqrt{20 \cdot 0,015}} \right)^2} = 0,115.$$

Расход  $Q$  определяем по формуле

$$Q = \sqrt{\frac{a - z}{b + s_{\text{сист}}}}.$$

Подставляя сюда значения  $a = 125$ ,  $b = 0,075$  (для автонасоса ПМГ-19), получаем

$$Q = \sqrt{\frac{125 - 5}{0,075 + 0,115}} = 25 \text{ л/сек.}$$

Время заполнения водоема

$$t = \frac{W}{Q} = \frac{100\,000 \text{ л}}{25 \text{ л/сек}} = 4000 \text{ сек} = 67 \text{ мин.}$$

При решении задач подачи воды на пожар по параллельным рукавным линиям с расположением стволов на различных отметках определить сопротивление системы  $s_{\text{сист}}$  не представляется возможным. Ниже дается метод решения задач без вычисления  $s_{\text{сист}}$ . Пусть подача производится по схеме, изображенной на рис. 102.

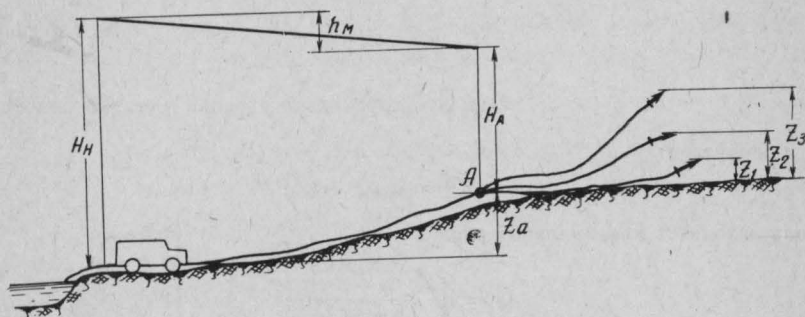


Рис. 102. Схема подачи воды на линию с разветвлением.

Обозначим через  $H_A$  потребный напор в разветвлении, необходимый для получения требуемых струй из стволов, а через  $z_a$  — превышение разветвления над осью насоса.

Тогда

$$H_H = h_m + H_A + z_a = n_m s_m Q_m^2 + H_A + z_a.$$

Определим потребный напор в разветвлении  $H_A$ . Так как рабочие линии различны, то для каждой рабочей линии напор в разветвлении, необходимый для получения требуемых струй, будет также различным. В расчет должен быть принят наибольший из потребных напоров. Однако при этом напоре в линиях с меньшим по величине потребным напором расход увеличится, а так как для определения потерь напора в магистральной линии необходимо знание суммарного расхода, то эти измененные расходы (мы их будем называть исправленными) тоже потребуются определить.

Общий ход решения таков. Задаваясь расходом, необходимым для получения требуемой струи из каждого насадка, определяем по отдельности для каждой рабочей линии потребный напор  $H_A$  в разветвлении

$$H_{A_1} = n_{p1} s_{p1} Q_{c1}^2 + s_{c1} Q_{c1}^2 + z_1.$$

Аналогично для  $H_{A_2}$  и  $H_{A_3}$ .

Здесь  $z_1, z_2, z_3$  — превышение насадков над разветвлениями.

Предположим, получили, что больший напор  $H_A$  требуется для второй линии. Тогда это и будет расчетный напор в разветвлении. Определим при этом

напоре исправленные расходы в остальных рабочих линиях. Для этого необходимо формулу для определения  $H_A$  разрешить относительно расхода  $Q$ .

Получим

$$Q_{1\text{испр}} = \sqrt{\frac{H_{A_2} - z_1}{n_{p1} s_{p1} - s_{c1}}};$$

$$Q_{3\text{испр}} = \sqrt{\frac{H_{A_2} - z_3}{n_{p3} s_{p3} - s_{c3}}}$$

и т. д.

Здесь всюду значение  $H_A$  подставляем равным наибольшему (у нас  $H_{A_2}$ ).

Расход в магистрали  $Q_M$  будет равен сумме расходов

$$Q_M = Q_{1\text{испр}} + Q_2 + Q_{3\text{испр}}.$$

Определив расход в магистрали, легко найти и напор у насоса

$$H_H = n_M s_M Q_M^2 + H_A + z.$$

Этот напор сравниваем с напором, развиваемым насосом при  $Q = Q_M$ .

**Пример 3.** Требуется определить предельно возможную длину магистральной линии при подаче воды от автонасоса ПМЗ-18 по схеме, изображенной на рис. 103. При этом из каждого ствола требуется получить струю с длиной компактной части не менее 17 м.

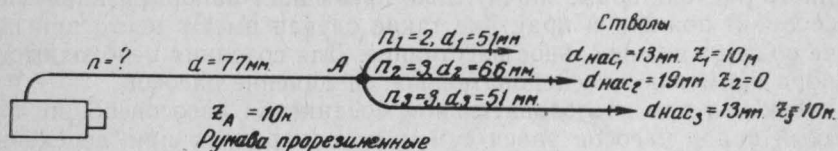


Рис. 103. Схема подачи воды

**Решение.** Потребные напоры в разветвлении  $H_A$  для каждой рабочей линии (для определения  $Q_c$  и  $H_c$  воспользуемся табл. 12)

$$H_{A_1} = n_{p1} s_{p1} Q_1^2 + s_{c1} Q_1^2 + z = 2 \cdot 0,13 \cdot 3,4^2 + 33,4 + 10 = 46,4 \text{ м};$$

аналогично

$$H_{A_2} = 3 \cdot 0,034 \cdot 6,5^2 + 27 + 0 = 31,3 \text{ м};$$

$$H_{A_3} = 3 \cdot 0,13 \cdot 3,4^2 + 33,4 + 10 = 47,9 \text{ м}.$$

Таким образом, напор в разветвлении должен быть равным 47,9 м. При этом напоре

$$Q_{1\text{испр}} = \sqrt{\frac{H_{A_3} - z_1}{n_{p1} s_{p1} + s_{c1}}} = \sqrt{\frac{47,9 - 10}{2 \cdot 0,13 + 2,89}} = 3,46 \text{ л/сек};$$

$$Q_{2\text{испр}} = \sqrt{\frac{47,9}{3 \cdot 0,034 + 0,634}} = 8,5 \text{ л/сек}.$$

Расход в магистральной линии

$$Q_m = Q_{1\text{испр}} + Q_{2\text{испр}} + Q_3 = 3,46 + 8,1 + 3,4 = 1,5 \text{ л/сек.}$$

Это и будет расход насоса  $Q_n$ . При этом расходе насос может создать напор

$$H_n = 135 - 0,05 \cdot 15^2 = 124 \text{ м.}$$

Предельную длину магистральной линии  $n_m$  определим из формулы

$$n_m = \frac{H_n - H_A - z_A}{s_m Q_m^2},$$

или, подставляя значения

$$n_m = \frac{124 - 47,9 - 10}{0,015 \cdot 15^2} = 20 \text{ шт.}$$

#### § 4. Последовательная работа автонасосов и трубопроводов (перекачка воды автонасосами)

Перекачка воды автонасосами применяется в тех случаях, когда напор в начале рукавной линии, необходимый для пропуска заданного расхода воды, значительно превышает напор, развиваемый насосом. В пожарной практике такие случаи имеют место при подаче воды на значительное расстояние. Для создания необходимого напора применяют последовательное соединение насосов.

Так как при последовательном соединении насосов общий полезный напор насосов равен сумме их напоров, то при перекачке непосредственно из насоса в насос (при очень коротких промежуточных трубопроводах) напор у последнего насоса может достигнуть недопустимо большой величины и привести к разрыву труб. Поэтому при осуществлении перекачки, особенно по гибким трубопроводам с малой прочностью, насосы удаляют друг от друга настолько, чтобы повышение напора в насосе балансировалось снижением его вследствие потерь напора при движении воды по трубопроводу (рис. 104).

В пожарной практике при подаче воды по пожарным рукавам применяется только вторая схема (рис. 104б). При работе автонасосов в перекачку необходимо следить за тем, чтобы во всасывающих патрубках насосов давление не превышало допустимой величины (согласно современным правилам 1 ат), так как повышение давления на всасывающем патрубке ведет к повышению давления на такую же величину во всей линии перекачки и при чрезмерном превышении может привести к аварии трубопроводов. Нельзя также допускать и вакуума перед насосом, так как это может привести к снижению производительности и сплющиванию трубопроводов. Регулировка работы насосов по поддержанию требуемого напора



во всасывающих патрубках требует напряженного внимания и представляет определенные трудности, поэтому на практике перекачку рекомендуется осуществлять через промежуточную емкость. В этом случае предыдущий насос подает воду в емкость объемом 2—3 м<sup>3</sup>, устанавливаемую непосредственно у последующего насоса. При этом регулировка упрощается и ограничивается наблюдением за уровнем воды в промежуточной емкости.

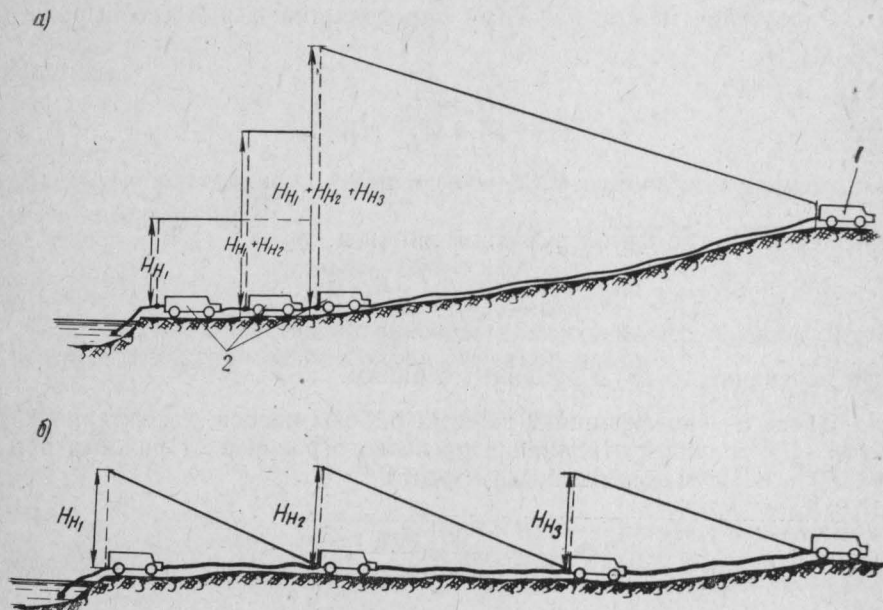


Рис. 104. Линии давлений в рукавах при различных схемах перекачки воды автонасосами

**а** — все насосы расположены у водоема и соединены последовательно; **1** — головной насос; **2** — насосы перекачки; **б** — насосы расставлены равномерно вдоль линии перекачки

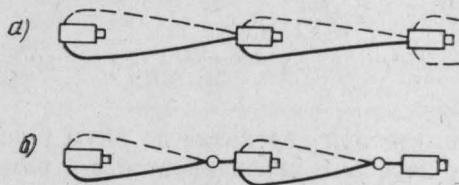


Рис. 105. Схемы перекачки

**а** — непосредственно из предыдущего насоса во всасывающий штуцер последующего; **б** — из предыдущего насоса в последующий через промежуточную емкость

Перекачка может осуществляться как по одной линии, так и двум и более параллельным линиям. Возможные схемы перекачки показаны на рис. 105. Расчет перекачки не следует производить по максимальной производительности насоса, т. е. для работы при полностью открытом дросселе, так как из-за колебаний работы насосов, некоторого различия их характеристики (например, вследствие изношенности), колебаний в уклоне местности и т. д. в среднем рабочий режим каждого насоса будет значительно меньше, чем максимальный.

Расстояние между насосами определяется из общего выражения

$$\alpha H_n = h_p,$$

или

$$\alpha (a - bQ^2) = nsQ^2$$

при перекачке по одной рукавной линии и

$$\alpha (a - bQ^2) = ns \left( \frac{Q}{2} \right)^2$$

при перекачке по двум рукавным линиям.

Здесь  $\alpha$  — коэффициент режима работы насоса, характеризующий отклонение расчетного режима от режима при максимальных оборотах

$$\alpha = \frac{[H = f(Q)]_{\text{расч. режим}}}{[H = f(Q)]_{\text{макс. режим}}}$$

Приближенно  $\alpha$  можно принять равным 0,75.

Тогда соответственно получаем

$$n = \frac{\alpha (a - bQ^2)}{sQ^2} \quad (117)$$

и

$$n = 4 \frac{\alpha (a - bQ^2)}{sQ^2}. \quad (118)$$

Отсюда видно, что при перекачке по двум рукавным линиям расстояние между насосами увеличивается в 4 раза по сравнению с перекачкой по одной рукавной линии.

При перекачке по местности с уклоном необходимо в приведенные формулы ввести величины, учитывающие превышение одного насоса над другим, —  $z$ . Так как это превышение само зависит от

расстояния между насосами, то при слабо пересеченной местности расчет можно вести по следующей схеме.

Предположим, что головной насос должен подавать  $Q$  л/сек воды. Превышение его над водоисточником  $z$  м. Тогда суммарный напор, создаваемый всеми насосами перекачки, должен расходоваться на преодоление сопротивления во всей рукавной линии — на расстоянии от водоисточника до головного насоса — и на преодоление высоты  $z$ .

Это условие при количестве насосов перекачки, равном  $k$ , можно представить в виде

$$k\alpha H_n = h_p.$$

Так как

$$H_n = a - bQ^2, \text{ а } h_p = nsQ^2 + z$$

(здесь  $n$  — расстояние в рукавах от водоисточника до головного насоса), то

$$k\alpha(a - bQ^2) = nsQ^2 + z.$$

Отсюда количество автонасосов (без головного насоса), необходимое для перекачки по одной рукавной линии

$$\boxed{k = \frac{(nsQ^2 + z)}{\alpha(a - bQ^2)}}, \quad (119)$$

а расстояние между автонасосами  $n_n$ , выраженное в рукавах

$$n_n = \frac{n}{k}.$$

При перекачке по двум параллельным рукавным линиям

$$h_p = ns\left(\frac{Q}{2}\right)^2 + z = \frac{1}{4}nsQ^2 + z$$

и

$$\boxed{k = \frac{\frac{1}{4}nsQ^2 + z}{\alpha(a - bQ^2)}}. \quad (120)$$

**Пример 1.** Требуется осуществить перекачку воды с расходом  $Q = 15$  л/сек на расстояние  $l = 2000$  м с помощью автонасосов ПМГ-19 по двум прорезиненным рукавным линиям диаметром 66 мм. Превышение головного автонасоса над водоисточником  $z = 15$  м (рис. 106). Определить количество насосов перекачки и расстояние между ними.

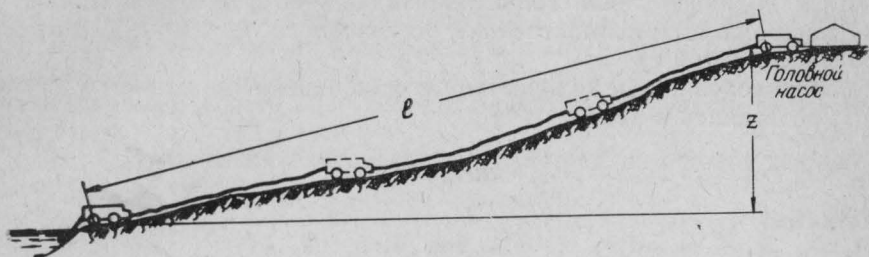


Рис. 106. Схема перекачки

**Решение.** Полное количество рукавов с учетом неровности местности (увеличивается на 20%)

$$n = 1,2 \frac{2000}{20} = 120 \text{ шт.}$$

Необходимое количество автонасосов

$$\kappa = \frac{\frac{1}{4} n s Q^2 + z}{\alpha (a - b Q^2)} = \frac{\frac{1}{4} (120 \cdot 0,034 \cdot 20^2) + 15}{0,75 (125 - 0,075 \cdot 20^2)} = 5,2 \text{ шт.}$$

Принимаем 6 насосов. Расстояние между насосами 330 м.

При расчете перекачки по сильно пересеченной местности с переменным уклоном указанными формулами пользоваться нельзя, так как при расстановке насосов на одинаковом расстоянии в этом случае возможна большая неравномерность в загрузке насосов. Необходимо расставить насосы так, чтобы каждый из них работал по возможности с одинаковой нагрузкой.

В приводимом ниже примере дается графический прием определения места установки насосов.

**Пример 2.** Требуется осуществить перекачку воды с расходом 20 л/сек по двум прорезиненным рукавным линиям диаметром 76 мм с помощью автонасосов ПМГ-19 по местности, имеющей рельеф, как показано на рис. 107.

**Решение.** Расчетный напор у насоса при расходе  $Q = 20$  л/сек будет равен

$$H_n = 0,75 (a - b Q^2) = 0,75 (125 - 0,075 \cdot 20^2) = 71 \text{ м.}$$

Этот напор полностью затратится только на потери напора в рукавной линии при ее длине

$$n = \frac{H_n}{s \left( \frac{Q}{2} \right)^2} = \frac{71}{0,015 \left( \frac{20}{2} \right)^2} = 47 \text{ рукавов,}$$

т. е.  $47 \times 20 = 940 \text{ м.}$

От точки  $O$  (у водоема, где установлен первый насос) проведен в масштабе вертикальный отрезок  $O - a$ , соответствующий напору 71 м. Если бы местность была горизонтальной, то при расходе  $Q = 20 \text{ л/сек}$  в рукавной линии на расстоянии в 940 м напор был бы равен нулю (точка  $a_1$ ). Соединив точки  $a$  и  $a_1$ , получим линию, которая показывает, как изменяется давление в рукавной линии. В нашем случае при наличии уклона местности давление в рукаве будет равно нулю в точке  $a'$ . Однако давление перед последующим насосом должно быть равно не нулю, а 10 м. Точка, в которой давление в трубопроводе достигнет 10 м, будет  $N_2$ . Поэтому место установки второго насоса переместится (точка  $N_2$ ). Последовательно, проделав аналогичные построения, получим точки стояния остальных насосов.

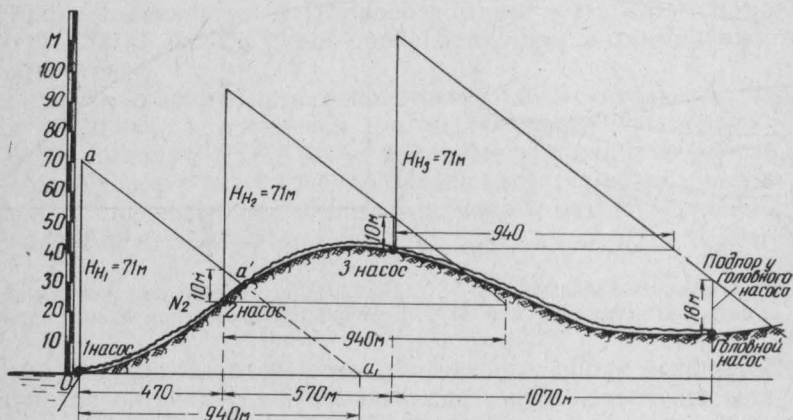


Рис. 107. Схема перекачки по перекаченной местности

На рис. 107 видно, как с изменением уклона местности изменяется и расстояние между насосами.

## § 5. Параллельная работа автонасосов и трубопроводов (подача воды на лафетные стволы)

Параллельная работа автонасосов и трубопроводов применяется в тех случаях, когда требуется подать концентрированно большие количества воды, в то время как производительность автонасосов ниже, чем потребная.

В пожарной практике такая необходимость возникает при крупных пожарах, например при тушении пожаров нефтяных и газовых фонтанов, пожаров на крупных лесобиржах и т. д.



В зависимости от потребного расхода и дальности подачи применяют различные схемы подачи (рис. 108).

Рассмотрим особенности каждой схемы. Пусть требуется из лафетного ствола подать воду с расходом  $Q_c$ . Тогда напор у ствола должен быть

$$H_c = s_c Q_c^2.$$

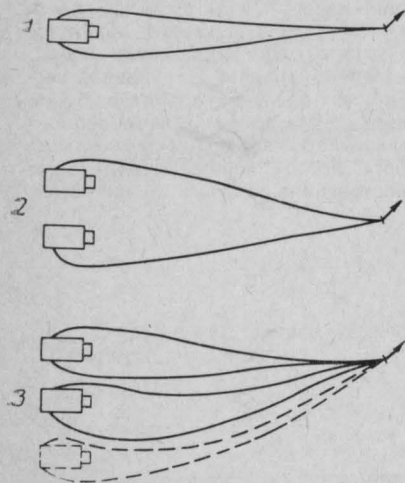


Рис. 108. Схемы параллельной работы автонасосов

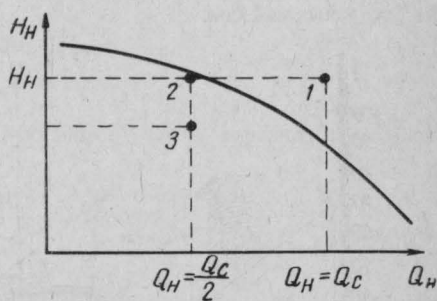


Рис. 109. Изменение положения рабочей точки при изменении схемы подачи

Потребный напор у насоса и расход, который должен обеспечить каждый насос, будет различным при подаче по различным схемам. Так как для схемы 1 расход лафетного ствола  $Q_c$  должен обеспечиваться одним насосом, то  $Q_n = Q_c$ . Напор же у насоса  $H_n$  будет равен сумме потерь напора в одной рукавной линии  $h_p$ , напор у ствола  $H_c$  и превышению  $z$  ствола над насосом, т. е.

$$H_n = h_p + H_c + z.$$

Так как по одной рукавной линии проходит расход, равный половине расхода из ствола, то

$$H_n = ns \left( \frac{Q_c}{2} \right)^2 + H_c + z.$$

Рабочая точка для первой схемы будет  $H_n$  и  $Q_n$ . Отметим ее на характеристике насоса (рис. 109), например точкой 1 (нерабочая зона). Таким образом, подача воды по схеме 2 невозможна.

Рассмотрим теперь, как изменится положение рабочей точки, если на каждую линию поставить самостоятельный насос, т. е. осуществить подачу воды по схеме 2 (см. рис. 108). В этом случае потребный напор для насоса будет тем же, что и при подаче по схеме I, т. е.

$$H_n = ns \left( \frac{Q_c}{2} \right)^2 + H_c + z.$$

Однако расход насоса будет в 2 раза меньшим

$$Q_n = \frac{Q_c}{2},$$

таким образом, рабочая точка переместится влево (точка 2, рис. 109) и подача воды от автономного насоса станет возможной. В нашем примере работа насоса будет происходить при максимальных числах оборотов.

Если от каждого насоса проложить дополнительную параллельную линию, т. е. перейти на подачу воды по схеме 3 (см. рис. 108), то получим еще более выгодные условия подачи, так как потребный напор у насоса в этом случае снизится из-за уменьшения расхода, а следовательно, и потерь напора в каждой рукавной линии. Напор у насоса будет равен

$$H_n = ns \left( \frac{Q}{4} \right)^2 + H_c + z,$$

а расход

$$Q_n = \frac{Q_c}{2}.$$

Рабочая точка, соответствующая этому случаю, переместится в положение 3 (рис. 109). Таким образом, загрузка насосов снижается. Такая схема может рекомендоваться при подаче воды на значительное расстояние, когда требуется снизить потери напора по длине трубопровода.

При подаче по схеме 3 с числом работающих насосов, равном  $\kappa$ , будем иметь

$$a - bQ_n^2 = s_{\text{сист}} (\kappa Q_n^2) + z, \quad (121)$$

где  $\kappa Q_n$  — расход лафетного ствола.

Но  $s_{\text{сист}}$  само зависит от числа насосов  $\kappa$ , так как при разном числе насосов изменяется число рукавных линий.

Если от каждого насоса проложено по одной рукавной линии, при этом характеристики рукавов одинаковы, то

$$s_{\text{сист}} = \frac{1}{\left( \frac{1}{\sqrt{n_1 s_1}} + \frac{1}{\sqrt{n_2 s_2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{n_K s_K}} \right)^2} + s_c = \frac{ns}{\kappa^2} + s_c. \quad (121)$$

Если же от каждого насоса проложено по две рукавные линии и все рукава одинаковы, то

$$s_{\text{сист}} = \frac{ns}{4\kappa^2} + s_c.$$

Равенство (121) в таком случае будет иметь вид

$$a - bQ_n^2 = \left( \frac{ns}{\kappa^2} + s_c \right) \kappa^2 Q_n^2 + z. \quad (122)$$

Отсюда

$$Q_n = \sqrt{\frac{a - z}{ns + s_c \kappa^2 + b}}, \quad (123)$$

если от каждого насоса проложено по одной рукавной линии, и

$$Q_n = \sqrt{\frac{a - z}{\frac{ns}{4} + s_c \kappa^2 + b}}, \quad (124)$$

если от каждого насоса проложено по две рукавные линии.

Из формул (123) и (124) следует, что с увеличением числа работающих насосов производительность каждого насоса уменьшается.

Практически часто ставится задача по определению максимального расхода из ствола при  $\kappa$  работающих насосов. Эта задача решается просто.

Так как расход лафетного ствола

$$Q_c = \kappa Q_n, \quad (125)$$

то из формул (123) и (124) следует

$$Q_c = \kappa \sqrt{\frac{a-z}{ns + s_c \kappa^2 + b}} \quad (126)$$

и

$$Q_c = \kappa \sqrt{\frac{a-z}{\frac{ns}{4} + s_c \kappa^2 + b}} \quad (127)$$

Первая формула — для случая, когда от автонасоса проложена одна рукавная линия, вторая — проложены две параллельные линии. Степень снижения производительности каждого насоса при  $\kappa$  работающих насосов на один ствол по сравнению с производительностью одного насоса Н. А. Тарасов-Агалаков предлагает характеризовать коэффициентом

$$\sigma = \frac{Q_c}{Q_n}.$$

Здесь  $Q_n$  определяется по формулам (123) или (124) при  $\kappa = 1$ ,  $Q_c$  по формулам (125) или (126).

Получаем

$$\sigma = \kappa \sqrt{\frac{ns + s_c + b}{ns + s_c \kappa^2 + b}} \quad (128)$$

при подаче по одной линии от каждого насоса и

$$\sigma = \kappa \sqrt{\frac{\frac{ns}{4} + s_c + b}{\frac{ns}{4} + s_c \kappa^2 + b}} \quad (129)$$

при подаче по двум рукавным линиям от каждого насоса.

При расчете подачи лафетными стволами часто возникает вопрос, какое количество параллельно работающих насосов могут обеспечить получение заданного расхода ствола  $Q_c$ .

Эта задача решается также с помощью общего выражения (122) с учетом (125).

Получаем

$$\kappa = Q_c \sqrt{\frac{b + ns}{a - z - s_c Q_c^2}}, \quad (130)$$

если от насоса проложена одна рукавная линия, и

$$\kappa = Q_c \sqrt{\frac{b + \frac{ns}{4}}{a - z - s_c Q_c^2}}, \quad (131)$$

если от насоса проложено по две рукавные линии.

Во всех формулах (122) — (131):

$n$  — число рукавов в одной рукавной линии;

$s$  — сопротивление одного рукава. Формулы могут применяться для случаев, когда все насосы и рукава одной марки;  $s_c$  можно принять приближенно по табл. 7 или из графика (рис. 110), составленного В. Г. Лобачевым.

**Пример 1.** Из лафетного ствола с насадком диаметром 40 мм требуется получить струю с длиной компактной части, равной 30 м. К лафетному стволу проложены рукавные линии по схеме, указанной на рис. 111.

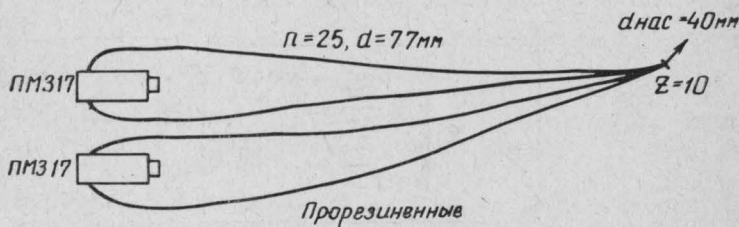


Рис. 111. Схема подачи воды на лафетный ствол

Определить возможность получения требуемой струи при подаче по указанной схеме.



Решение. Определим расход из насадка необходимый для получения указанной струи

$$S_B = \alpha R_K,$$

где

$$\alpha = 1,19 + 80 (0,01 R_K)^4 = 1,19 + 80 (0,01 \cdot 30)^4 = 1,84.$$

Таким образом,

$$S_B = 1,84 \cdot 30 = 55 \text{ м.}$$

Тогда

$$H_c = \frac{S_B}{1 - \varphi S_B} = \frac{55}{1 - 0,0024 \cdot 55} = 64 \text{ м}$$

и

$$Q_c = \rho \sqrt{H} = 5,57 \sqrt{64} = 44,6 \text{ л/сек.}$$

Напор у насоса будет равен

$$H_n = ns \left( \frac{Q_c}{4} \right)^2 + H_c + z = 25 \cdot 0,015 \left( \frac{44,6}{4} \right)^2 + 64 + 10 = 108,6 \text{ м.}$$

Таким образом, рабочая точка насоса будет

$$H_n = 121 \text{ м; } Q_n = \frac{44,6}{2} = 22,3 \text{ л/сек.}$$

Из характеристики (см. рис. 94) видно, что рабочая точка падает в нерабочую зону и получение необходимых струй невозможно.

Определим теперь, какое количество насосов  $\kappa$  необходимо для получения потребной струи.

Так как

$$\kappa = Q_c \sqrt{\frac{\frac{ns}{4} + b}{a - z - s_c Q_c^2}},$$

а для насоса ПМГ-17

$$\underline{a} = 135; \underline{b} = 0,05,$$

то

$$\kappa = 44,6 \sqrt{\frac{\frac{25 \cdot 0,015}{4} + 0,05}{135 - 10 - 0,032 \cdot 44,6^2}} = 2,2 \text{ насоса.}$$

Необходимо принять 3 насоса. При этом при полном дросселе производительность насосов будет больше потребной. Общий расход ствола по формуле (127).

$$Q_c = 3 \sqrt{\frac{135 - 10}{\frac{25 \cdot 0,015}{4} + 0,032 \cdot 3^2 + 0,05}} = 93 \text{ л/сек.}$$

Увеличение подачи воды ст трех параллельно работающих автонасосов по сравнению с производительностью одного по формуле (129) составит

$$\sigma = \kappa \sqrt{\frac{\frac{ns}{4} + s_c + b}{\frac{ns}{4} + s_c k^2 + b}} = 3 \sqrt{\frac{\frac{25 \cdot 0,015}{4} + 0,032 + 0,05}{\frac{25 \cdot 0,015}{4} + 0,032 \cdot 3^2 + 0,05}} = 1,9.$$

Гораздо сложнее решаются задачи на определение режима работы автонасосов и расхода из ствола, если автонасосы и трубопроводы различны и расположены на разных отметках. Задача решается графически.

Пусть имеются (рис. 112) два автонасоса с различными характеристиками. Насосы расположены относительно ствола на разных отметках. Трубопроводы, проложенные от насосов, также различны.

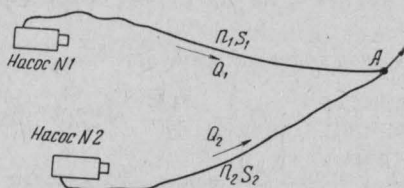


Рис. 112. Схема подачи воды на лафетный ствол различными насосами

Характеристики насосов и трубопроводов (без ствола) приводятся на рис. 113а и 113б жирными линиями.

Трубопровод каждого насоса можно считать как бы неотъемлемой частью насоса. Можно построить характеристику «нового» насоса вместе с трубопроводом. Для этого «нового» насоса полезный напор в конце трубопровода перед лафетным стволом будет меньше напора насоса без трубопровода. Характеристика «нового» насоса определится вычитанием при одном и том же расходе (по правилу последовательного соединения) напора, взятого из характеристики насоса, и напора, взятого из характеристики трубопровода. Характеристики «новых» насосов, полученные таким образом, изображены на рисунке 112 (а и б) пунктирной линией. Теперь имеется два параллельно соединенных «новых» насоса 1 и 2 (рис. 114). Характеристику их можно найти сложением характеристик «новых» насосов по правилу параллельного соединения (сплошная кривая на рис. 114).

Наложив на эту характеристику характеристику лафетного ствола

$$H_c = s_c Q_c^2,$$

получим рабочую точку  $a$ , которая и даст расход лафетного ствола.

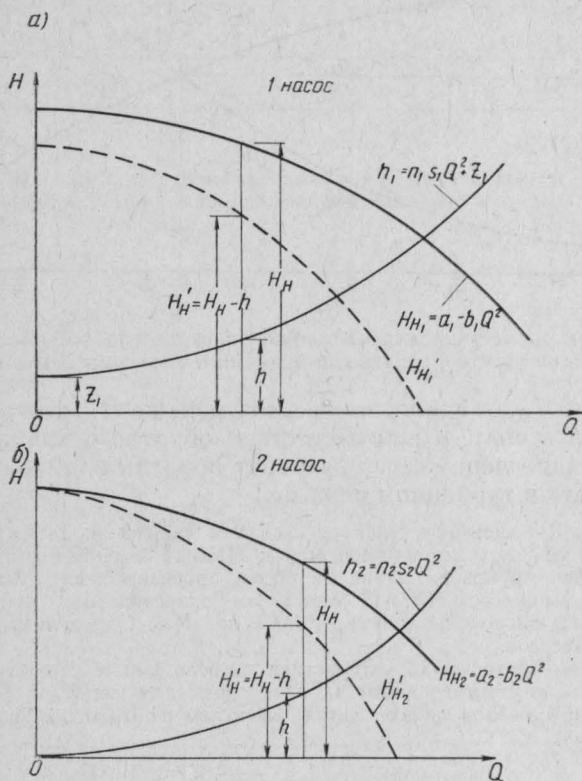


Рис. 113. Построение характеристик насосов вместе с рукавными линиями

$a$  — для первого насоса;  $б$  — для второго насоса;  $H_{H_i} = a_i - b_i Q^2$  — характеристика насоса;  $h_i = \pi_i s_i Q^2 + z_i$  — характеристика рукавной линии без ствола;  $H_H$  — характеристика насоса с рукавной линией

Расход насосов 1 и 2 будет соответствовать точкам пересечения линии, параллельной оси абсцисс, с характеристиками «новых» насосов. Это будут точки  $a_1$  и  $a_2$ .

Из анализа характеристик параллельной работы разных насосов следует, что совместная работа разных насосов возможна только в том случае, если напор у лафетного ствола меньше максимально возможного значения напоров «новых» насосов  $H_{1\text{макс}}$  и  $H_{2\text{макс}}$ . Если

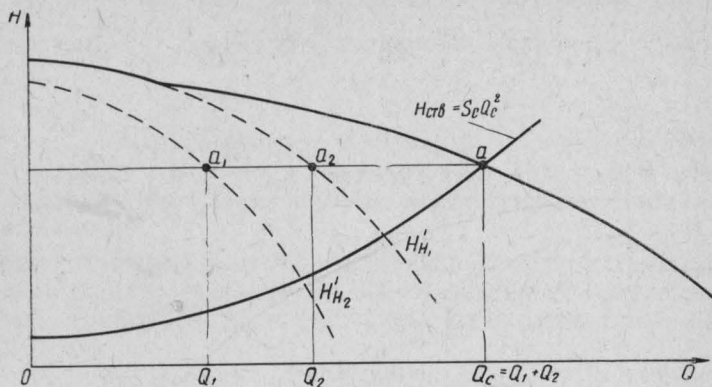


Рис. 114. Совместная характеристика параллельно работающих насосов вместе с рукавными линиями и лафетным стволом

получили, что  $H_{\text{макс}}$  одного из насосов меньше  $H_c$ , то этот насос не будет подавать воду, а при отсутствии обратного клапана на всасывающей линии через него возникнет обратный ток воды, т. е. он будет работать в турбинном режиме.

**Пример 2.** К лафетному стволу с насадком диаметром 28 мм подача воды осуществляется от двух автонасосов марок ПМЗ-17 и ПМЗ-9. От автонасоса ПМЗ-9 проложена рукавная линия из 66-мм прорезиненных рукавов длиной  $n = 15$  м, а от автонасоса ПМЗ-17 — из 77-мм прорезиненных рукавов длиной  $n = 10$  м. Насосы расположены ниже ствола на 10 м. Определить расход  $Q_c$  и режим работы насосов.

**Решение.** Построим характеристики насосов вместе с рукавными линиями. Для этого задаемся значениями  $Q$ , определяем для них  $H_n$  и потребный напор  $H$  в начале рукавной линии. Затем вычитаем из  $H_n$  величину  $H$ . Расчеты сведем в таблицу.

Для насоса ПМЗ-9

Характеристика насоса  $H_n = 175 - 0,13 Q^2$ .

Характеристика рукавной линии  $H = h = nsQ^2 + z = 15 \cdot 0,034 Q^2 + 10 = 0,225 Q^2 + 10$ .

Расход $Q$	0	5	10	15	20	25	30
$H_n = 175 - 0,13 Q^2$	175	171	162	145	123	81,5	58
$H = 0,225 Q^2 + 10$	10	16	32,5	51	100	140	—
$H_n^1 = H_n - H$	165	155	129,5	94	23	59,5	—

Для насоса ПМЗ-17

Характеристика насоса  $H_n = 135 - 0,05 Q^2$ .

Характеристика рукавной линии  $H = 0,15 Q^2 + 10$ .

Расход $Q$	0	5	10	15	20	25	30
$H_n = 135 - 0,05 Q^2$	135	134	130	124	115	104	90
$H = 0,15 Q^2 + 10$	10	14	25	44	70	104	—
$H_n^1 = H_n = H$	125	120	105	80	45	29	—

Сложив эти две характеристики по правилу параллельного соединения, получим характеристику двух параллельно работающих насосов (жирная линия на рис. 115).

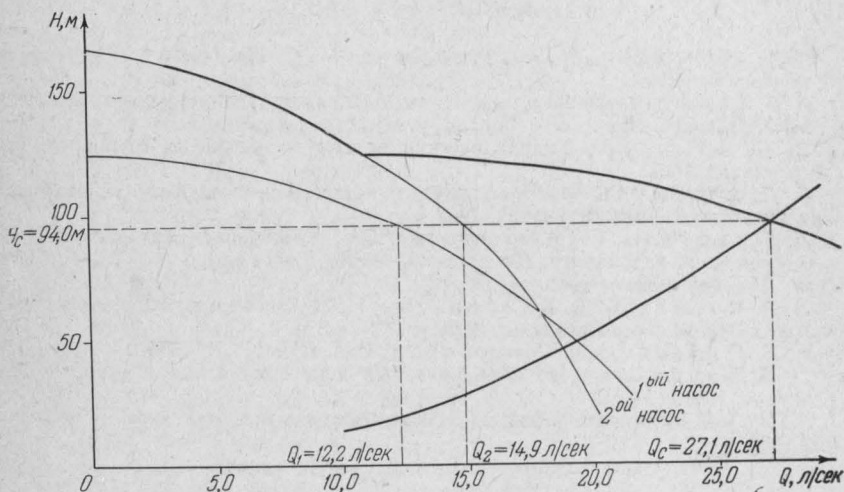


Рис. 115. К решению примера подачи воды на лафетный ствол разными насосами

На этом же графике построим характеристику ствола;  $s_c$  принимаем равной 0,13 (см. рис. 110). Тогда

$$H_c = 0,13 Q^2.$$



Задаваясь значениями  $Q_c$ , получим значения  $H_c$

$Q_c$	0	10	20	30
$H_c$	0	13	59	117

По полученным значениям  $Q_c$  и  $H_c$  строится график  $H_c = f(Q_c)$ .

Точка пересечения характеристики двух параллельно работающих насосов с характеристикой ствола дает рабочую точку

$$Q_c = 27,1 \text{ л/сек}; H_c = 94 \text{ м.}$$

При этом расход первого насоса  $Q_{н1} = 12,2 \text{ л/сек}$ , второго  $Q_{н2} = 14,9 \text{ л/сек}$ .

\* \* \*

### ЛИТЕРАТУРА

- И. И. Агроскин, Г. Т. Дмитриев, Ф. И. Пикалов. Гидравлика. Изд. «Энергия», 1964.  
Н. А. Тарасов-Агалаков. Практическая гидравлика в пожарном деле. Изд. МКХ РСФСР, 1959.  
А. Д. Альтшуль. Гидравлические потери на трение в трубопроводах. Госэнергоиздат, 1963.  
А. Д. Альтшуль. Местные гидравлические сопротивления при движении вязких жидкостей. Гостоптехиздат, 1962.  
Л. Прандтль. Гидроаэромеханика. Изд. иностранной литературы, 1949.  
Задачник по гидравлике. Под ред. И. И. Куколевского и И. Г. Подвидза. Госэнергоиздат, 1960.  
Л. А. Витман, Б. Д. Кацнельсон, И. И. Палеев. Распыление жидкости форсунками. Госэнергоиздат, 1962.  
Н. Н. Павловский. Сочинения, т. I. Изд. АН СССР, 1955.  
О. В. Байбаков и др. Лабораторный курс гидравлики и насосов. Госэнергоиздат, 1961.  
Х. Рауз. Механика жидкости для инженеров-гидротехников. Госэнергоиздат, 1958.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
--------------------	---

### Глава I. Основы гидростатики

§ 1. Основные физические свойства жидкостей . . . . .	5
§ 2. Гидростатическое давление . . . . .	10
§ 3. Свойства гидростатического давления . . . . .	12
§ 4. Дифференциальные уравнения гидростатики . . . . .	14
§ 5. Поверхности равного давления . . . . .	17
§ 6. Уравнение гидростатики для жидкости, находящейся только под действием силы тяжести . . . . .	17
§ 7. Закон Паскаля. Простейшие гидравлические машины . . . . .	20
§ 8. Пьезометрическая высота (напор) . . . . .	22
§ 9. Вакуум . . . . .	24
§ 10. Диаграмма давлений . . . . .	25
§ 11. Удельная потенциальная энергия. Гидростатический напор . . . . .	26
§ 12. Сила давления жидкости на плоские фигуры . . . . .	26
§ 13. Эпюры гидростатического давления . . . . .	31
§ 14. Давление на криволинейные поверхности . . . . .	35
§ 15. Давление жидкости на стенки цилиндрических резервуаров . . . . .	39
§ 16. Закон Архимеда . . . . .	41
§ 17. Понятие об остойчивости плавающих тел . . . . .	42

### Глава II. Основы гидродинамики

§ 1. Скорость движения жидкости и ее изменение . . . . .	44
§ 2. О струйчатом движении жидкости . . . . .	46
§ 3. Поток жидкости . . . . .	47
§ 4. Дифференциальные уравнения движения жидкости . . . . .	49
§ 5. Интегрирование дифференциальных уравнений Эйлера. Уравнение Бернулли . . . . .	52
§ 6. Интерпретация уравнения Бернулли . . . . .	54
§ 7. Об устойчивых формах движения жидкости. Ламинарное и турбулентное движение . . . . .	56
§ 8. Уравнение Бернулли для струйки реальной жидкости . . . . .	58
§ 9. Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости . . . . .	59
§ 10. Иллюстрация уравнения Бернулли. Явление кавитации . . . . .	61
§ 11. Механизмы и приборы, построенные на принципе использования закона (уравнения) Бернулли . . . . .	66

### Глава III. Гидравлические сопротивления

§ 1. Виды гидравлических сопротивлений . . . . .	74
§ 2. Методы теории размерностей и приложение их к выводу общих формул для определения потерь напора . . . . .	74

§ 3.	Изменение коэффициента трения $\lambda$ в зависимости от $Re$ и $\frac{\Delta}{d}$	81
§ 4.	Физический смысл влияния шероховатости труб на потери напора	83
§ 5.	Формулы для определения величины коэффициента сопротивления трению $\lambda$	85
§ 6.	Изменение коэффициента местного сопротивления $\xi$ в зависимости от $Re$ и вида местного сопротивления	89
§ 7.	Определение коэффициента местного сопротивления опытным путем. Таблица коэффициентов местных сопротивлений	91

#### Глава IV. Истечение жидкости через отверстия, насадки и короткие трубы

§ 1.	Истечение из круглого отверстия с острой кромкой	99
§ 2.	Особенности истечения из некруглых отверстий	102
§ 3.	Истечение из цилиндрических, конически сходящихся, коноидальных насадков и диффузоров	103
§ 4.	Истечение из отверстий и насадков под уровень жидкости	111
§ 5.	Истечение через систему трубопроводов	112
§ 6.	Опораживание резервуаров	115

#### Глава V. Пожарные струи

§ 1.	Струи, применяемые в пожарном деле	118
§ 2.	Сплошные водяные струи	119
§ 3.	Компактная и раздробленная части сплошной струи	120
§ 4.	Роль насадков при получении сплошных дальнобойных струй	122
§ 5.	Вертикальные сплошные струи	124
§ 6.	Траектория сплошной струи	129
§ 7.	Длина сплошных струй, применяемых для тушения наружных пожаров	134
§ 8.	Формы насадков и стволов, обеспечивающие получение дальнобойных компактных струй	135
§ 9.	Реакция струи	143
§ 10.	Движение отдельных капель в воздухе и характеристика распыленной струи	144
§ 11.	Способы получения распыленных струй	147
§ 12.	Газовые струи	150

#### Глава VI. Гидравлический расчет трубопроводов

§ 1.	Упрощенные формулы для расчета водопроводных труб	153
§ 2.	Расчет трубопровода из последовательно соединенных труб. Характеристика трубопровода	156
§ 3.	Расчет трубопровода из параллельно соединенных труб. Характеристика трубопровода	157
§ 4.	Определение потерь напора в гибких шлангах и рукавах	159
§ 5.	Неустановившееся движение жидкости в трубах	160
§ 6.	Гидравлический удар в трубе	165

#### Глава VII. Совместная работа центробежных насосов и трубопроводов на примерах задач по подаче воды на пожар

§ 1.	Принцип действия и характеристика центробежного насоса	173
§ 2.	Совместная работа насосов и трубопроводов	176
§ 3.	Примеры по расчету насосно-рукавных систем	180
§ 4.	Последовательная работа автонасосов и трубопроводов (перекачка воды автонасосами)	186
§ 5.	Параллельная работа автонасосов и трубопроводов (подача воды на лафетные стволы)	191
	Литература	202