

Лекция 1

Тема: Введение.

1. Определение гидравлики как науки. Краткая история развития.
2. Понятие «жидкость». Модель жидкой среды.
3. Основные физические свойства жидкости.
4. Силы и напряжения, действующие в жидкости.
5. Гидростатическое давление и его свойства.
6. Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля

1. Определение гидравлики как науки. Краткая история развития

Название «гидравлика» произошло от двух греческих слов – «хюдор» (вода) и «аулос» (труба), т.е. первоначально гидравлика определялась как наука о движении жидкостей по трубам. Со временем оно потеряло свой первоначальный смысл. Гидравлика в настоящее время изучает законы равновесия и движения любых жидкостей и рассматривает их практическое приложение к решению конкретных технических задач. Гидравлика – это прикладная инженерная наука, опирающаяся на законы физики и теоретической механики, использующая широко экспериментальные данные и математический аппарат.

Гидравлику разделяют на гидростатику, изучающую законы равновесия жидкостей, и гидродинамику, изучающую законы движения жидкостей.

Практическое применение гидравлики весьма обширно. Трудно назвать какую-либо область технических знаний или инженерной деятельности, в которой не применялись бы ее законы. Они применяются в гидротехнике, при транспортировании различных жидкостей по трубам (вода, нефть, пульпа при гидромеханизации), при работе гидравлических машин и т. д.

Развитие гидравлики как науки началось с глубокой древности и было тесно связано с развитием техники.

Одним из первых научных трудов по гидравлике является трактат Архимеда «О плавающих телах» (287–212 гг. до н.э.). В этом трактате были впервые сформулированы основные положения о равновесии плавающих тел.

Значительным вкладом в развитие гидростатики явились исследования французского ученого Блеза Паскаля (1623–1662 гг.). В своем трактате Паскаль изложил закон о передаче давления внутри жидкости (закон Паскаля) и условия равновесия жидкостей, находящихся в сообщающихся сосудах.

Работы Галилео Галилея (1564–1642 гг.), Исаака Ньютона (1642–1726 гг.) и других ученых выходят за пределы гидростатики, относясь к начальной стадии создания гидродинамики, которая получила дальнейшее развитие в трудах членов Российской академии наук Даниила Бернулли (1700–1782 гг.) и Леонарда Эйлера (1707–1783 гг.).

Бернулли в своих трудах впервые сформулировал ряд важнейших законов движения жидкости, предложив основное уравнение гидродинамики.

Не меньший вклад в науку внес Эйлер. Им получены дифференциальные уравнения равновесия и движения жидкости, позволяющие строго математически решать многие задачи гидродинамики. Уравнение Бернулли, выведенное

им на базе закона кинетической энергии, непосредственно получается из дифференциальных уравнений Эйлера. Эйлер – автор теории работы лопастных гидравлических машин (1754 г.) и конструктор водяных двигателей.

Работы французских ученых XVIII–XIX вв. – Шези, Базена, Дарси и других сыграли важную роль в дальнейшем развитии гидравлики. Большой вклад в развитие гидравлики того времени внесли русские ученые.

Дальнейшее развитие гидравлики связано с изучением вопросов структуры потока. Появляются работы О. Рейнольдса, Л. Прандтля, Т. Кармана и других ученых, установивших на основе теоретического и экспериментального исследования некоторые закономерности движения жидкостей в условиях так называемых ламинарных и турбулентных режимов.

Крупнейший вклад в гидравлику внес проф. Н.Е. Жуковский (1847–1921 гг.). Им разработана теория гидравлического удара в трубах (1898 г.), дан аналитический метод решения задачи о движении грунтовых вод, создана теория движения наносов в водных потоках, развита гидродинамическая теория смазки.

Большую роль в развитии гидравлики сыграли работы акад. Н. Н. Павловского (1884–1937 гг.), решившего многие важные вопросы равномерного и неравномерного движения жидкости, а также фильтрации грунтовых вод под гидротехническими сооружениями.

В последующем развитии гидравлики большое место занимают видные советские ученые И. И. Агроскин, А. Н. Ахутин, В. Н. Евреинов, И. Г. Есьман, С. В. Избаш, В. М. Маккавеев, М. А. Мостков, С. А. Христианович, М. Д. Чертоусов, Р. Р. Чугаев и др.

2. Понятие «жидкость». Модель жидкой среды.

Жидкостью называется сплошная среда, обладающая способностью легко изменять свою форму под действием внешних сил.

Понятие «жидкость» определяется в зависимости от назначения такого определения. В физике жидкость трактуется как физическое тело, обладающее свойством текучести. Текучесть частиц жидкости обусловлена неспособностью ее воспринимать *касательные напряжения* в состоянии покоя.

В целях упрощения теоретического изучения движения жидкости создано понятие воображаемой **идеальной жидкости**, обладающей абсолютной подвижностью (текучестью) и абсолютной несжимаемостью. *Абсолютная подвижность идеальной жидкости обусловлена свободным перемещением составляющих ее частиц относительно друг друга из-за отсутствия сил сцепления между ними, а абсолютная несжимаемость характеризует абсолютную неизменяемость объема рассматриваемой жидкости при воздействии на нее сжимающих сил.* Очевидно, что как при равновесии, так и при движении идеальной жидкости возникающие между ее частицами внутренние силы не могут быть растягивающими или касательными, а только сжимающими.

Так как встречающиеся в природе реальные жидкости до некоторой сте-

пени сжимаемы и не характеризуются абсолютной подвижностью, они оказывают сопротивление касательным (сдвигающим) усилиям.

Встречающиеся в природе жидкости делятся на: **капельные и газообразные**. Все они относятся к **ньютоновским жидкостям** – т.е. вязким жидкостям, подчиняющимся в своём течении закону вязкого трения Ньютона.

К капельным жидкостям относятся вода, нефть, бензин, керосин, спирт, масло, ртуть и т. д. *Капельные жидкости характеризуются малой сжимаемостью и малым сопротивлением растягивающим и касательным усилиям.*

К газообразным жидкостям относятся все газы. Газообразные жидкости характеризуются большой сжимаемостью и отсутствием сопротивления растягивающим и касательным усилиям,

В дальнейшем под словом «жидкость» будем подразумевать капельную жидкость, и в первую очередь воду.

Условия работы сооружений (трубопроводы, каналы и т.д.) позволяют считать воду несжимаемой средой. Но следует помнить, что это допущение справедливо лишь, когда изменение давления невелико. Сжимаемость воды существенно сказывается на положении уровня водной поверхности Мирового океана. Если бы вода была абсолютно несжимаема, то отметки уровня воды в океанах поднялись бы примерно на 30 м.

Жидкость как всякое физическое тело имеет молекулярное строение.

Расстояние между молекулами (от 10^{-7} до 10^{-8} см) во много раз превосходит размеры самих молекул, т.е. жидкость имеет **прерывистую структуру**.

Однако при этом жидкость в целом рассматривается как сплошная среда, непрерывно заполняющая пространство, т. е. принимается, что в жидкости нет пустот или разрывов, все характеристики жидкости являются непрерывными функциями, имеющими непрерывные частные производные по всем своим аргументам (**гипотеза о непрерывности или сплошности**). Модель сплошной среды успешно используется при исследовании закономерностей покоя и движения жидкости. Правомерность применения данной модели (**жидкость – сплошная среда**) подтверждена всей практикой гидравлики.

Неньютоновской жидкостью называют жидкость, при течении которой её вязкость зависит от градиента скорости. Обычно такие жидкости сильно неоднородны и состоят из крупных молекул, образующих сложные пространственные структуры. Простейшим наглядным бытовым примером может являться смесь крахмала с водой (1:1). Чем быстрее происходит внешнее воздействие на взвешенные в жидкости макромолекулы связующего вещества, тем выше её вязкость.

3. Основные физические свойства жидкости.

Основными физическими свойствами жидкости являются плотность, удельный вес, коэффициенты объёмного сжатия и температурного расширения и вязкость.

Плотность жидкости – масса жидкости, заключенная в единице объёма.

$$\rho = \frac{m}{V}, \text{ кг/м}^3.$$

Основной динамической характеристикой среды является плотность среды в произвольной точке А

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V}.$$

Удельный вес – вес жидкости G , приходящийся на единицу объема V

$$\gamma = \frac{G}{V}, \text{ Н/м}^3.$$

Удельный вес – векторная величина. Он не является параметром вещества, его значение зависит от ускорения свободного падения в пункте определения.

Удельный вес и плотность жидкости связаны следующим соотношением

$$\gamma = \frac{G}{V} = \frac{m \cdot g}{V} = \rho \cdot g,$$

где g – ускорение свободного падения, принимаемое равным $9,81 \text{ м/с}^2$.

Коэффициент объемного сжатия – представляет собой относительное изменение объема жидкости на единицу изменения давления

$$\beta_V = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp}, \quad 1/\text{Па} = \text{м}^2/\text{Н}$$

где V – первоначальный объем жидкости;

dV – изменение этого объема при изменении давления на величину dp .

Знак “минус” обусловлен тем, что при увеличении давления p объем V уменьшается.

Величина, обратная коэффициенту объемного сжатия, называется модулем упругости жидкости $E_{жс}$

$$E_c = \frac{1}{\beta_V}, \text{ Па}$$

Коэффициент температурного расширения – показатель выражающий относительное увеличение объема жидкости при повышении температуры на 1°C .

$$\beta_t = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dt}, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Если приближённо считать, что плотность не зависит от давления, а определяется только температурой, то

$$\rho_t = \rho_0 \cdot \frac{1}{1 + \beta_t \cdot (t - t_0)},$$

где t_0 – температура жидкости при нормальных условиях.

Зависимость плотности от температуры широко используется для создания естественной циркуляции в отопительных системах, для удаления продуктов сгорания и т.д.

В обычных условиях жидкости подвержены сравнительно небольшому давлению, а колебания температуры их невелики, поэтому объемные изменения в

результате температурного расширения и действия сил давления будут незначительными. Вследствие этого при решении многих практических задач в области гидравлики изменением объема жидкости пренебрегают. Однако в некоторых случаях, например при изучении явления гидравлического удара в трубах, следует учитывать сжимаемость жидкости.

Вязкость жидкости – свойство жидкости оказывать сопротивление касательным усилиям.

Если к пластине (рис. 1) приложить силу F , то после некоторого интервала времени установится равномерное движение с некоторой скоростью u_0 .

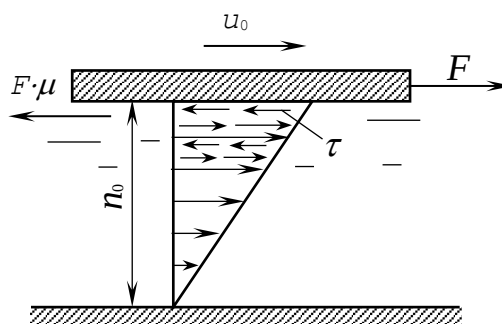


Рис. 1

За время разгона возникла сила вязкости $F \cdot \mu = -F$. Причем, вследствие межмолекулярных связей, слой жидкости, прилегающей к пластине, движется вместе с пластиной со скоростью u_0 . Предположим, что распределение скоростей по высоте носит линейный характер: $u = f(n)$, тогда

$$F \cdot \mu = \pm \mu \cdot S \cdot \frac{du}{dn},$$

где μ – динамический коэффициент вязкости; $\frac{H \cdot c}{M^2}$

S – площадь соприкасающихся слоев;

$\frac{du}{dn}$ – градиент скорости (показатель интенсивности ее изменения по нормали). Знак (+) или (–) выбирают в зависимости от знака градиента скорости и направления силы $F \cdot \mu$.

Между слоями жидкости, движущимися со скоростями, отличающимися друг от друга на величину du , возникает касательное напряжение τ .

$$\frac{F \cdot \mu}{S} = \tau = \pm \mu \cdot \frac{du}{dn}, \quad \frac{H \cdot c}{M^2} = Pa \cdot c.$$

Отношение динамической вязкости к плотности называется **кинематической вязкостью жидкости**

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad \frac{H \cdot c \cdot M^3}{M^2 K \Gamma} = \frac{K \Gamma \cdot M \cdot c \cdot M^3}{c^2 \cdot M^2 \cdot K \Gamma} = \frac{M^2}{c}.$$

На практике вязкость жидкостей определяется вискозиметрами, из которых наиболее широкое распространение получил вискозиметр Энглера. Для перехода от вязкости в градусах Энглера к кинематической вязкости в м²/с применяется несколько эмпирических формул, например формула Уббелюде:

$$\nu = \left(0,0732 \text{ } ^\circ\text{Э} - \frac{0,0631}{^\circ\text{Э}} \right) \cdot 10^{-4},$$

а также теоретическая формула А.Д. Альтшуля:

$$^\circ\text{Э} = 24 \left[2,3 \lg \frac{\sqrt{\nu^2 + 0,0294} - \nu}{\sqrt{\nu^2 + 0,0166} - \nu} + \frac{1}{\nu} \cdot \left(\sqrt{\nu^2 + 0,0294} - \sqrt{\nu^2 + 0,0166} \right) \right],$$

Кроме обычных (ньютоновских) жидкостей, существуют аномальные жидкости, к которым относятся коллоидные растворы, смазочные масла, нефтепродукты.

Для таких жидкостей закон внутреннего трения выражается в виде

$$\tau = \tau_0 \pm \mu \frac{du}{dn},$$

где τ_0 – касательное напряжение в покоящейся жидкости, после преодоления которой жидкость приходит в движение.

Задачи.

Задача 1. При гидравлическом испытании трубопровода диаметром $d = 200$ мм и длиной 250 м давление в трубе было повышено до 3 МПа. Через час давление снизилось до 2 МПа. Сколько воды вытекло через не плотности?

Решение:

1. Определим объем воды в трубопроводе:

$$V = \frac{\pi \cdot d^2 \cdot l}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,2^2 \cdot 250}{4} = 7,85 \text{ м}^3.$$

2. Найдем изменение давления за время испытания:

$$\Delta p = p_1 - p_2 = 3 - 2 = 1, \text{ МПа.}$$

3. Принимая коэффициент объемного сжатия воды $\beta_v = 5 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{кПа}}$, находим количество воды, вытекающей через не плотности, по формуле

$$\Delta V = \beta_v \cdot V \cdot \Delta p = 5 \cdot 10^{-10} \cdot 7,85 \cdot 1 \cdot 10^6 = 3,925 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 = 3,925 \text{ л.}$$

Задача 2. Сколько кубометров воды будет выходить из котла, если в течение часа в отопительный котел поступило 50 м³ воды при температуре 70 °С, а затем температура воды повысилась до 90 °С.

Решение:

1. Принимая коэффициент температурного расширения $\beta_t = 0,00064 \text{ } ^\circ\text{С}^{-1}$, находим увеличение расхода воды:

$$\Delta Q = \beta_t \cdot Q_n \cdot \Delta t = 0,00064 \cdot 50 \cdot 20 = 0,64 \text{ м}^3/\text{ч}.$$

2. Расход воды из котла при $t = 90^\circ\text{C}$:

$$Q_k = Q_n + \Delta Q = 50 + 0,64 = 50,64 \text{ м}^3/\text{ч}.$$

4. Силы и напряжения, действующие в жидкости.

Вследствие текучести жидкости в ней **не могут** действовать сосредоточенные силы, а возможно лишь действие сил, непрерывно распределенных по ее объему (массе) или по поверхности. Поэтому внешние силы, действующие на рассматриваемый объем жидкости, разделяют на **массовые (объемные)** и **поверхностные**.

Массовые силы пропорциональны массе жидкого тела или (для однородных жидкостей) его объему.

К ним относятся **сила тяжести** и **сила инерции**, действующие на жидкость при относительном ее покое в ускоренно движущихся сосудах или при относительном движении жидкости в руслах.

Сила тяжести (вес)

$$G = m \cdot g = V \cdot \rho \cdot g = V \cdot \gamma, \text{ Н}.$$

Сила инерции

$$F_{\text{ин}} = m \cdot a = V \cdot \rho \cdot a, \text{ Н}.$$

Поверхностные силы проявляются на граничных поверхностях рассматриваемого жидкого тела.

Поверхностную силу, действующую нормально к какой-либо площадке, называют **силой давления** (нормальное напряжение).

$$p_{\text{ср}} = \frac{F_{\sigma}}{\Delta \omega}, \text{ Па}.$$

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 10^{-3} \text{ КПа} = 10^{-6} \text{ МПа}.$$

Поверхностная сила, действующая по касательной к площадке, является **силой сопротивления (трения)** – (касательное напряжение).

$$\tau_{\text{ср}} = \frac{F_{\tau}}{\Delta \omega}, \text{ Па}$$

Сила сопротивления проявляется только при движении жидкости, а сила давления – как при движении, так и при покое жидкости.

Ввиду непрерывности и неограниченности жидкой среды в гидравлике применяют **единичные силы** – массовые и поверхностные.

Массовые и поверхностные силы могут быть **внешними** и **внутренними**. Внешние силы действуют на рассматриваемую массу и поверхность жидкости извне и приложены соответственно к каждой частице жидкости, составляющей массу, и к каждому элементу поверхности, ограничивающей жидкость. Внутренние силы представляют собой силы взаимодействия частиц жидкости. Они являются парными, их сумма в данном объеме жидкости всегда равна нулю.

5. Гидростатическое давление и его свойства.

Гидростатика – раздел гидравлики, который изучает равновесие покоящейся жидкости.

Гидростатическое давление – это давление в покоящейся жидкости. Оно обладает следующими свойствами.

1. *Гидростатическое давление всегда направлено перпендикулярно к поверхности, на которую оно действует, и создает в жидкости, только сжимающие напряжения.*

Докажем это свойство методом от противного. Предположим, что гидростатическое давление направлено не по нормали к рассматриваемой площадке (рис. 1, а), а под некоторым углом α (вектор p_a). Тогда p_a можно разложить на две составляющие: нормальную p и касательную τ . Однако в этом случае касательное напряжение τ вследствие текучести жидкости вызовет движение ее, что противоречит условиям гидростатики.

Следовательно, чтобы частицы жидкости были неподвижны, единственным направлением гидростатического давления должна быть нормаль. Так как жидкость не сопротивляется растягивающим усилиям, то напряжение p должно быть только сжимающим и направленным всегда по внутренней нормали к площадке действия.

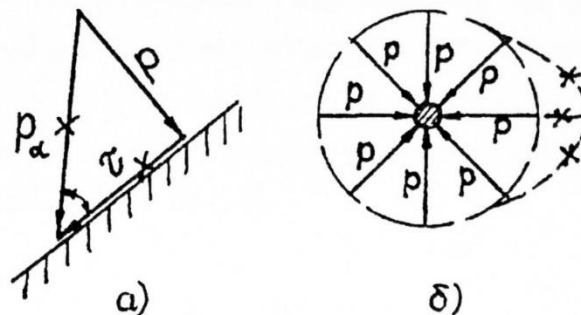


Рис. 1. Схемы к доказательству свойств гидростатического давления.

2. *Гидростатическое давление в любой точке жидкости действует одинаково по всем направлениям.*

Используем логическое доказательство (рис.1, б). Если хотя бы в одном из всех многочисленных направлений (например, справа) гидростатическое давление было несколько большим, это привело бы к неравновесному состоянию частицы жидкости и, следовательно, движению ее, что противоречит условиям гидростатики. Таким образом, эпюра давления в точке покоящейся жидкости имеет форму шара.

3. *Гидростатическое давление в точке зависит только от ее координат в пространстве, занятом жидкостью, т.е.*

$$p = f(x, y, z).$$

Это свойство не требует специального доказательства, так как и при абсолютном и при относительном покое жидкости в сосуде давление зависит от за-

глубления точки под свободную поверхность (координаты z). При относительном покое свободная поверхность не является горизонтальной плоскостью, поэтому давление изменяется и в направлении координат x, y .

6. Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля

Основное уравнение гидростатики устанавливает связь между гидростатическим давлением в различных точках покоящейся жидкости и их месторасположением для случая, когда из массовых сил в ней действуют только силы тяжести.

Для вывода основного уравнения гидростатики выделим в покоящейся жидкости некоторый объем в форме цилиндра с основанием малой площади $\Delta\omega$ и высотой h , равной глубине погружения основания под уровнем жидкости (рис. 3). Будем считать, что давление на поверхности жидкости в сосуде отличается от атмосферного и равно p_0 .

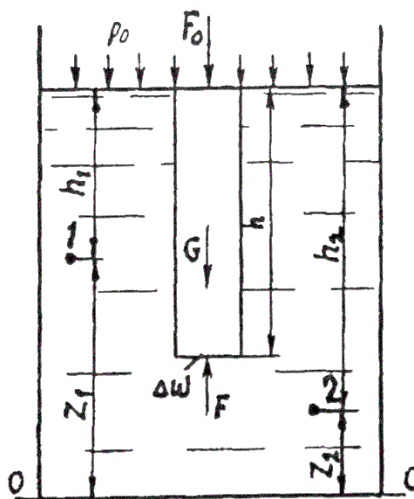


Рис. 3. Схема к выводу основного уравнения гидростатики.

Выделенный объем жидкости находится в равновесии под действием: силы давления на верхнее основание

$$F_0 = p_0 \cdot \Delta\omega$$

силы давления на нижнее основание

$$F = p \cdot \Delta\omega$$

и собственного веса

$$G = \rho \cdot \Delta\omega \cdot h \cdot g \quad \begin{cases} G = m \cdot g \\ m = \rho \cdot V \\ V = \Delta\omega \cdot h \end{cases}$$

Силы гидростатического давления на боковую поверхность цилиндра можно не рассматривать, так как они взаимно уравновешиваются.

Выразим условие равновесия рассматриваемого объема жидкости, приравняв нулю сумму проекций на вертикальную ось всех действующих сил:

$$F - F_0 - G = 0$$

$$p \cdot \Delta\omega - p_0 \cdot \Delta\omega - \rho \cdot \Delta\omega \cdot h \cdot g = 0$$

Разделив все члены уравнения на $\Delta\omega$, получим

$$p - p_0 - \rho \cdot g \cdot h = 0$$

или окончательно

$$p = p_0 + \rho \cdot g \cdot h$$

Полученное выражение называется **основным уравнением гидростатики**. Оно справедливо для однородной жидкости и показывает, что во всех точках жидкости, расположенных на одинаковой глубине h , давления одинаковы. Следовательно, поверхность одинаковых давлений – это горизонтальная плоскость. Кроме этого, из уравнения следует, что **внешнее давление p_0 , действующее на свободную поверхность жидкости, находящейся в равновесии, передается во все точки объема ее без изменения**. В этом заключается **закон Паскаля**, открытый им на основе опытов в 1653 г. Прямым следствием этого закона явилось изобретение в то время большого числа простых гидравлических машин (прессов, домкратов и пр.).

Используя уравнение, установим соотношение давлений в точках 1 и 2 (см. рис. 3), расположенных в разных уровнях однородной жидкости:

$$p_0 = p - \rho \cdot g \cdot h$$

$$p_0 = p_1 - \rho \cdot g \cdot h_1 = p_2 - \rho \cdot g \cdot h_2$$

В этом случае плоскостью сравнения является свободная поверхность. Если же за плоскость сравнения принять другую горизонтальную плоскость, например, 0-0, то на основании уравнения и закона Паскаля можно записать

$$p_1 + \rho \cdot g \cdot z_1 = p_2 + \rho \cdot g \cdot z_2 = \text{const}, \quad \text{Па}$$

Разделив все члены уравнения на $\rho \cdot g$, получим

$$\frac{p_1}{\rho \cdot g} + z_1 = \frac{p_2}{\rho \cdot g} + z_2 = \text{const} = H_{\text{ст}}, \quad \text{м}$$

Полученные зависимости представляют разновидности записи **основного уравнения гидростатики**. При этом в первой все члены уравнения выражены в Па, а во второй – в м столба рассматриваемой жидкости. Величины z и $p/(\rho g)$ в гидравлике часто называют геометрической и пьезометрической высотами или геометрическим и пьезометрическим напорами. Высоту $H_{\text{ст}}$ называют гидростатическим напором. **Итак, для данного объема жидкости гидростатический напор относительно выбранной плоскости сравнения – величина постоянная.**

С энергетической точки зрения уравнения) представляют собой постоянную величину суммы **удельной потенциальной энергии давления и удельной потенциальной энергии положения** во всех точках покоящейся жидкости относительно плоскости сравнения. В первом случае это энергия, содержащаяся в единице объема жидкости ($\text{Н} \cdot \text{м} / \text{м}^3 = \text{Н} / \text{м}^2 = \text{Па}$), во втором – в единице веса жидкости ($\text{Н} \cdot \text{м} / \text{Н} = \text{м}$).

Лекция 2

Тема: Сила гидростатического давления на плоские поверхности

1. Сила гидростатического давления и точка ее приложения на плоские поверхности.
2. Сила гидростатического давления и точка ее приложения на криволинейные поверхности.
3. Плавание тел в жидкости. Закон Архимеда.

1. Сила гидростатического давления и точка ее приложения на плоские поверхности

1.1. Гидростатическое давление.

Рассматривая основное уравнение гидростатики, можно заключить, что оно является уравнением прямой линии.

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{атм}} + \rho \cdot g \cdot h = p_{\text{атм}} + \gamma \cdot h$$

В самом деле, в этом уравнении свободным членом является атмосферное давление $p_{\text{атм}}$, угловым коэффициентом – удельный вес жидкости γ , а текущей координатой – переменная высота h .

Для графического представления распределения гидростатического давления по закону прямой линии изобразим плоскую вертикальную стенку, на которую оказывает давление слой жидкости высотой H .

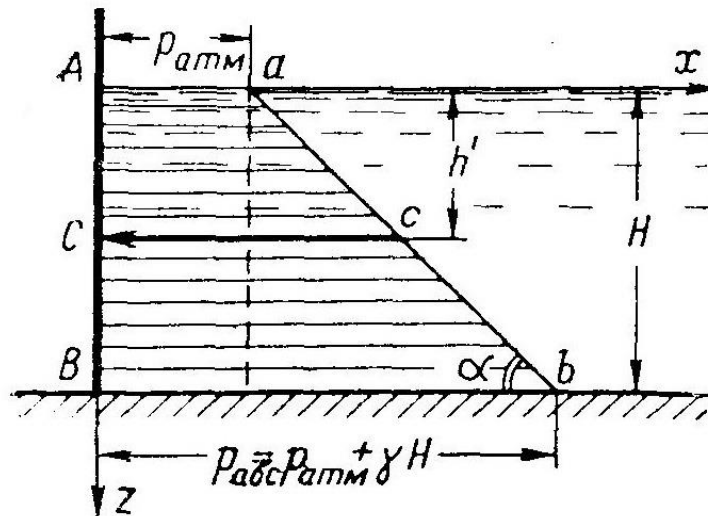


Рис.1. Схема распределения абсолютного гидростатического давления по высоте плоской вертикальной стенки

Как следует из уравнения, на уровне свободной поверхности жидкости (в точке A) $p_{\text{абс}} = p_{\text{атм}}$, поскольку здесь $h = 0$, а на уровне дна (в точке B) $p_{\text{абс}} = p_{\text{атм}} + \gamma \cdot H$, поскольку здесь $h = H$.

Откладывая по горизонтальной оси x найденные давления в заданном масштабе в виде отрезков, а по вертикальной оси z — соответствующие глубины h и соединяя концы этих отрезков прямой ab , получим графическое изображение распределения абсолютного гидростатического давления, или эпюру абсолютного гидростатического давления по высоте вертикальной стенки. Как видно,

эпюра имеет форму трапеции $AabB$.

По построенной эпюре можно найти абсолютное гидростатическое давление в любой точке вертикальной стенки. Например, в точке C абсолютное гидростатическое давление соответствует отрезку Cc , т. е.

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{атм}} + \rho \cdot g \cdot h' = p_{\text{атм}} + \gamma \cdot h'$$

Аналогичным образом можно построить эпюру избыточного гидростатического давления. Для избыточного гидростатического давления уравнение прямой линии, проходящей через начало координат, имеет вид: $p = \gamma h$. Следовательно, у поверхности жидкости (в точке A) избыточное гидростатическое давление $p=0$, а у дна (в точке B) $p = \gamma h$.

На рис. 2 показана эпюра избыточного гидростатического давления, которая имеет форму треугольника AbB . Как можно заметить, наклон линии Ab зависит от величины γ . Например, если $\gamma=1$ (для воды), тогда эпюра избыточного гидростатического давления будет представлять собой равнобедренный треугольник (AbB) с углом наклона $\alpha = 45^\circ$. Для жидкостей, более тяжелых, чем вода, наклон линии Ab'' будет более пологим и угол $\alpha < 45^\circ$, наконец, для легких жидкостей (бензин, спирт и др.) эпюра избыточного гидростатического давления будет представлена треугольником с крутым наклоном стороны Ab' , при этом угол $\alpha > 45^\circ$.

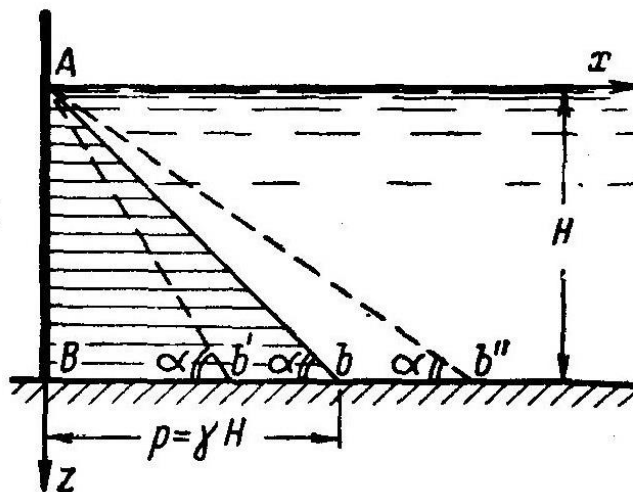


Рис. 2. Схема распределения избыточного гидростатического давления по высоте плоской вертикальной стенки

Рассмотрим плоскую стенку AB , наклоненную к горизонту под произвольным углом α (рис. 3). На наклонную стенку с одной стороны оказывает давление слой жидкости высотой H . Выделим на стенке элементарную площадку $d\omega$, погруженную в жидкость на глубину h от ее поверхности. В пределах этой площадки гидростатическое давление можно считать постоянным, поэтому элементарная сила гидростатического давления на нее будет равна:

$$dF = \rho \cdot g \cdot h \cdot d\omega$$

или при замене $h = l \cdot \sin \alpha$

$$dF = \rho \cdot g \cdot l \cdot \sin \alpha \cdot d\omega.$$

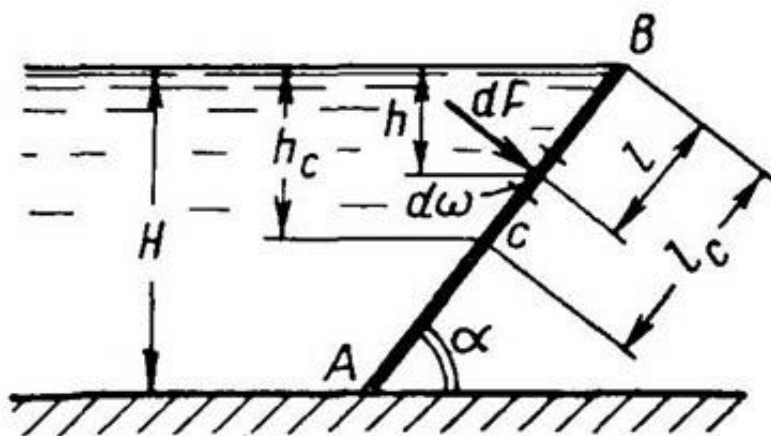


Рис. 3. Схема к определению суммарной силы избыточного гидростатического давления на плоскую наклонную поверхность

Сила dF направлена перпендикулярно элементарной площадке $d\omega$.

Интегрирование данного выражения в пределах всей площади стенки ω даст значение суммарной силы избыточного гидростатического давления, т. е.

$$F = \int_{\omega} \rho \cdot g \cdot l \cdot \sin \alpha \cdot d\omega = \rho \cdot g \cdot \sin \alpha \int_{\omega} l \cdot d\omega.$$

Здесь интеграл $\int_{\omega} l \cdot d\omega$ представляет статический момент смоченной площади стенки, равный произведению ее площади ω на расстояние l_c от ее центра тяжести c до свободной поверхности жидкости, т. е.

$$S = \int_{\omega} l \cdot d\omega = l_c \cdot \omega.$$

Тогда

$$F = \rho \cdot g \cdot l_c \cdot \sin \alpha \cdot \omega.$$

Производя замену $l_c \cdot \sin \alpha = h_c$ окончательно получим основную зависимость для определения суммарной силы избыточного гидростатического давления:

$$F = \rho \cdot g \cdot h_c \cdot \omega.$$

где h_c – глубина погружения центра тяжести стенки;
 ω – площадь стенки.

Таким образом, суммарная сила избыточного гидростатического давления на плоскую фигуру выражается произведением площади этой фигуры на избыточное гидростатическое давление в ее центре тяжести.

1.2. Центр давления.

Из механики, известно, что всякая сила характеризуется величиной, направлением и точкой приложения. Следовательно, для того чтобы иметь полное представление о суммарной силе гидростатического давления, на фигуру, кроме ее величины и направления, необходимо знать точку приложения этой силы, называемую в гидравлике **центром давления**.

Рассмотрим три типичных случая гидростатического давления на плоские прямоугольные стенки.

1.2.1. Гидростатическое давление на вертикальную стенку.

Пусть прямоугольная вертикальная стенка AB находится под действием одностороннего гидростатического давления (рис. 3).

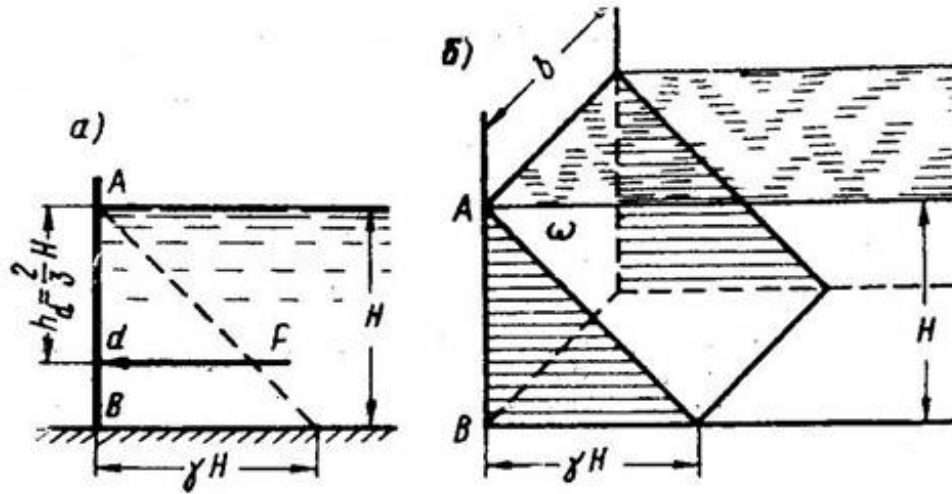


Рис. 3. Построение эпюры гидростатического давления на вертикальную стенку

В этом случае суммарная сила избыточного гидростатического давления определится по формуле

$$F = \rho \cdot g \cdot h_c \cdot \omega = \rho \cdot g \cdot \frac{H}{2} \cdot H \cdot b$$

Глубина погружения центра давления площади ω определится по формуле

$$h_d = h_c + \frac{I_0}{S} = \frac{H}{2} + \frac{b \cdot H^3}{12} : \frac{b \cdot H^2}{2} = \frac{2}{3} \cdot H$$

где $h_c = \frac{H}{2}$ – глубина погружения центра тяжести стенки;

$I_0 = \frac{b \cdot H^3}{12}$ – момент инерции площади ω относительно оси, проходящей через центр тяжести стенки;

$S = \frac{b \cdot H^2}{2}$ – статический момент смоченной площади плоской стенки.

1.2.2. Гидростатическое давление на горизонтальную стенку. Гидростатический парадокс.

Пусть горизонтальная плоскость площадью ω погружена в сосуд с жидкостью на глубину h (рис. 4). Сила гидростатического давления на горизонтальную плоскость определится по формуле

$$F = \rho \cdot g \cdot h_c \cdot \omega.$$

Как видно из этой формулы, величина гидростатического давления на горизонтальную плоскость зависит от рода жидкости (ее удельного веса $\gamma = \rho \cdot g$), площади фигуры ω и глубины погружения ее центра тяжести h_c , но не зависит от формы сосуда. Например, в трех сосудах различной формы (рис. 5) с одинаковой площадью дна ω , наполненных одной и той же жидкостью до одной и той же высоты h , дно будет испытывать воздействие одной и той же силы гидростатического давления $F = \rho \cdot g \cdot h \cdot \omega$. Это так называемый гидростатический парадокс.

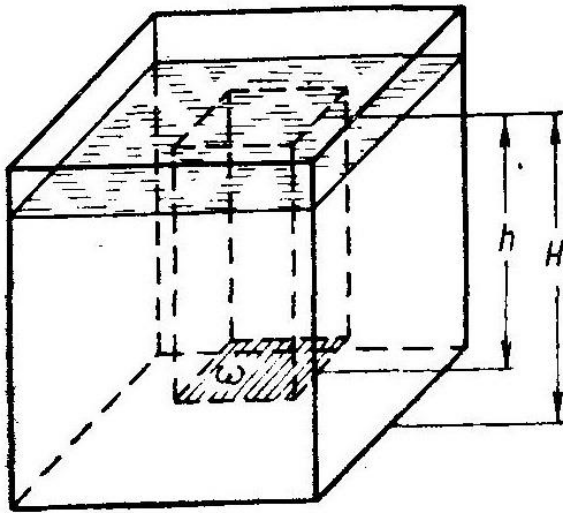


Рис. 4. Схема к определению гидростатического давления на горизонтальную плоскость

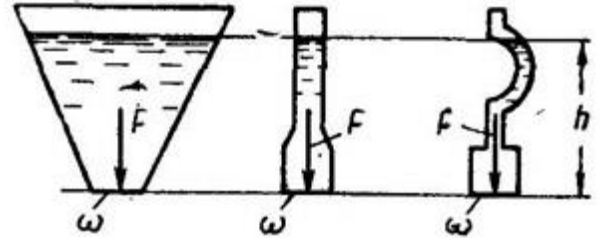


Рис. 5. Схема, поясняющая явление гидростатического парадокса

1.2.3. Гидростатическое давление на наклонную плоскую стенку.

Пусть стенка АВ наклонена к горизонту под углом α (рис. 6).

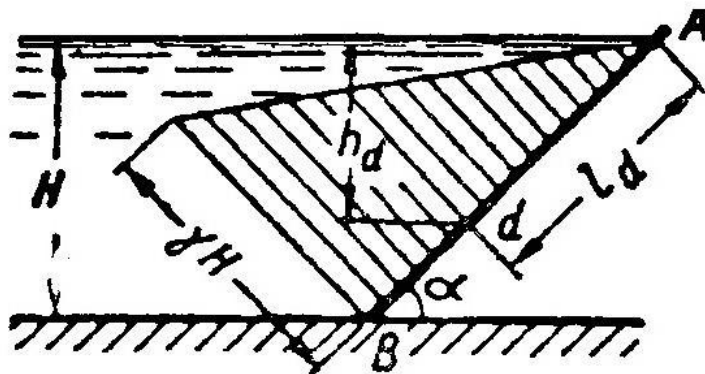


Рис. 6. Построение эпюры гидростатического давления на наклонную плоскую стенку

Тогда суммарная сила избыточного гидростатического давления будет равна:

$$F = \rho \cdot g \cdot h_c \cdot \omega = \rho \cdot g \cdot \frac{H}{2} \cdot \frac{b \cdot H}{\sin \alpha}$$

где $h_c = \frac{H}{2}$ – глубина погружения центра тяжести стенки;

$\omega = \frac{b \cdot H}{\sin \alpha}$ – площадь наклонной стенки;

b – ширина наклонной стенки.

Расстояние от центра давления d до точки A определится по формуле:

$$l_d = \frac{h_d}{\sin \alpha} = \frac{2 \cdot H}{3 \cdot \sin \alpha}$$

где h_d – глубина погружения центра давления.

2. Сила гидростатического давления и точка ее приложения на криволинейные поверхности.

Рассмотрим криволинейную поверхность AB цилиндрической формы, испытывающую давление жидкости (рис. 1).

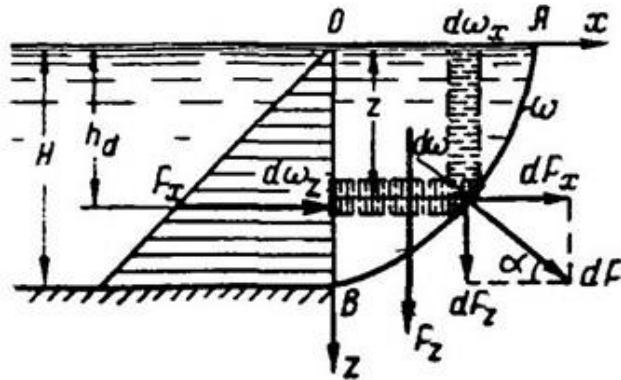


Рис. 1. Схема к определению гидростатического давления на цилиндрическую поверхность

Выделим на этой поверхности элементарную площадку $d\omega$, на которую действует элементарная сила давления dF , направленная по внутренней нормали. Разложим силу dF на две составляющие: горизонтальную dF_x и вертикальную dF_z . Обозначив угол наклона силы dF к горизонту через α , можем записать:

$$dF_x = dF \cdot \cos \alpha \quad \text{и} \quad dF_z = dF \cdot \sin \alpha.$$

Здесь $dF = p \cdot d\omega$, где p — равномерно распределенное давление в пределах элементарной площадки $d\omega$.

Пусть центр тяжести площадки $d\omega$ погружен в жидкость на глубину z . Тогда, заменяя $p = \rho g z$, получим:

$$\begin{aligned} dF &= \rho \cdot g \cdot z \cdot d\omega; \\ dF_x &= \rho \cdot g \cdot z \cdot d\omega \cos \alpha; \\ dF_z &= \rho \cdot g \cdot z \cdot d\omega \sin \alpha. \end{aligned}$$

После замены $d\omega \cos \alpha = d\omega_z$ и $d\omega \sin \alpha = d\omega_x$ зависимости можем записать в таком виде:

$$dF_x = \rho \cdot g \cdot z \cdot d\omega_z \quad \text{и} \quad dF_z = \rho \cdot g \cdot z \cdot d\omega_x.$$

Интегрирование написанных выражений в пределах всей площади ω даст значение составляющих F_x и F_z .

Так

$$F_x = \rho \cdot g \cdot \int_{\omega} z \cdot d\omega_z = \rho \cdot g \cdot h_c \cdot \omega_z.$$

Как следует из выражения, горизонтальная составляющая силы давления равна произведению силы гидростатического давления на вертикальную проекцию цилиндрической поверхности AB .

Вертикальная составляющая будет равна

$$F_z = \rho \cdot g \cdot \int_{\omega} z \cdot d\omega_x = \rho \cdot g \cdot \int_{\omega} dW = \rho \cdot g \cdot W.$$

где W — объем AOB , называемый телом давления.

Точка приложения силы P_z будет находиться в центре тяжести объема AOB .

Итак, вертикальная составляющая суммарной силы избыточного гидростатического давления равна весу жидкости в объеме, ограниченном цилиндрической поверхностью, ее вертикальной проекцией и свободной поверхностью жидкости.

Равнодействующая определится как геометрическая сумма горизонтальной и вертикальной составляющих, т. е.

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_z^2}$$

Направление силы F определится из следующего выражения:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{P_z}{P_x}$$

где β – угол наклона равнодействующей к горизонту.

3. Плавание тел в жидкости. Закон Архимеда.

3.1. Закон Архимеда.

Твердое тело, полностью погруженное в жидкость, испытывает ее всестороннее воздействие. При этом результирующая сила давления определяется на основании **закона Архимеда**, который гласит: *погруженное в покоящуюся жидкость тело находится под действием вертикальной подъемной силы, равной весу жидкости, вытесненной этим телом.*

Для доказательства этого закона рассмотрим погруженное в жидкость тело цилиндрической формы, находящееся в равновесии (рис. 2).

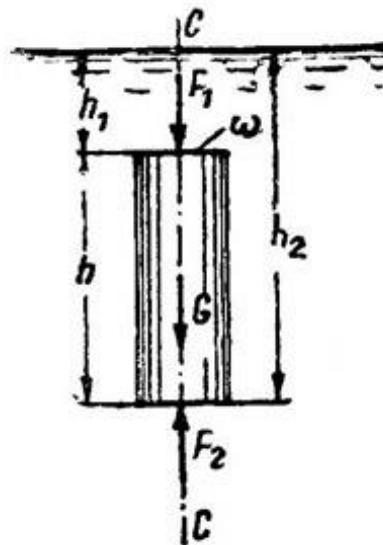


Рис. 2. Схема к доказательству закона Архимеда

На тело оказывают воздействие система поверхностных сил и сила тяжести. Заметим, что все горизонтальные (поверхностные) силы, действующие на цилиндр, взаимно уравновешиваются, так как каждой горизонтальной силе давления, действующей на поверхность цилиндра в произвольно выбранном направлении, всегда соответствует другая сила, действующая на цилиндр с противоположной стороны и равная первой. Остается, следовательно, рассмотреть лишь силы давления, действующие на нижнее и верхнее основания цилиндра в вертикальном направлении.

Обозначим силу гидростатического давления, действующую на верхнее основание, F_1 а силу гидростатического давления, действующую на нижнее основание, F_2 ; вес цилиндра обозначим G .

Сила F_1 будет равна:

$$F_1 = \rho \cdot g \cdot h_1 \cdot \omega$$

где ρ – плотность жидкости;
 h_1 – глубина погружения верхнего основания цилиндра;
 ω – площадь основания цилиндра.

Сила F_2 будет равна:

$$F_2 = \rho \cdot g \cdot h_2 \cdot \omega$$

где h_2 – глубина погружения нижнего основания цилиндра;

Вес цилиндра равен:

$$G = \rho_{\text{ц}} \cdot g \cdot (h_2 - h_1) \cdot \omega = \rho_{\text{ц}} \cdot g \cdot h \cdot \omega$$

где $\rho_{\text{ц}}$ – плотность цилиндра;
 h – высота цилиндра.

Напишем уравнение равновесия:

$$F_2 - F_1 - G = 0.$$

В данном выражении разность сил $F_2 - F_1$ соответствует весу жидкости в объеме цилиндра.

$$F_2 - F_1 = \rho \cdot g \cdot (h_2 - h_1) \cdot \omega = \rho \cdot g \cdot h \cdot \omega$$

Обозначим $F_2 - F_1 = F$, тогда

$$F - G = 0.$$

Сила F называется **подъемной силой**, она направлена вертикально вверх и приложена в центре тяжести вытесненного объема жидкости, называемом **центром водоизмещения**.

Таким образом:

$$F = \rho \cdot g \cdot h \cdot \omega = \rho \cdot g \cdot W$$

где W – объем рассматриваемого тела.

Подъемная сила, действующая на погруженное в жидкость тело, равна весу жидкости в объеме этого тела.

Это положение носит название закона Архимеда.

3.2. Плавание тела.

Рассмотрим три случая плавания твердого тела (рис. 3)

1. Если $F > G$, то $F - G = R$, т. е. равнодействующая R направлена снизу вверх. Эта равнодействующая будет вынуждать тело всплывать вверх до тех пор, пока сила F не станет равной G и $R = 0$. Следовательно, в этом случае тело будет всплывать (надводное плавание тела).

2. Если $F < G$, то равнодействующая R будет направлена сверху вниз, поэтому тело будет погружаться в воду (тонуть).

3. Если $F = G$, то равнодействующая $R = 0$, поэтому тело будет плавать в погруженном состоянии (подводное плавание тела).

При плавании тел в погруженном состоянии, в свою очередь, могут наблюдаться три случая:

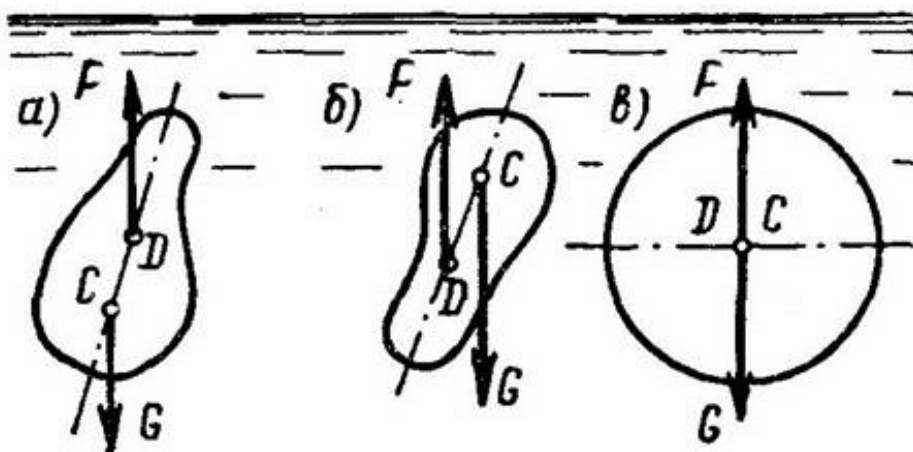


Рис. 3. Три случая плавания тел в погруженном состоянии

а) центр тяжести тела C расположен ниже центра водоизмещения D (рис. 3-а). При этом тело, выведенное из состояния равновесия, стремится к прежнему положению, т. е. оно находится в устойчивом состоянии равновесия;

б) центр тяжести тела C расположен выше центра водоизмещения D (рис. 3-б). При этом тело, выведенное из состояния равновесия, не может возвратиться в первоначальное положение, т. е. тело находится в неустойчивом состоянии равновесия;

в) центр тяжести тела C и центр водоизмещения D совпадают (рис. 3-в). При этом плавающее на глубине тело может сохранять любое положение, в которое оно приведено под действием внешних сил, т. е. оно находится в безразличном состоянии равновесия.

Лекция 3

Тема: Основы кинематики жидкости.

1. Движение жидкости. Виды движения.
2. Понятие о линии тока. Элементарная струйка жидкости. Струйчатая модель потока.
3. Элементы потока. Расход и средняя скорость потока.
4. Уравнение неразрывности потока.
5. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости.
6. Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости.
7. Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости
8. Геометрическая и энергетическая интерпретация уравнения Бернулли для установившегося движения

1. Движение жидкости. Виды движения.

Давление, возникающее в движущейся жидкости, называется *гидродинамическим давлением p* . Скорость движения частицы жидкости называется *местной скоростью u* .

В общем случае гидродинамическое давление и скорость движения частиц жидкости изменяются в каждой точке движущейся жидкости, т.е. являются функциями координат x, y, z . Кроме того, эти величины могут изменяться и во времени, являясь также функцией времени t . В связи с этим различают два вида движения: *установившееся и неуставившееся*.

Установившееся движение жидкости – такое, при котором в каждой данной точке живого сечения скорость и давление с течением времени не изменяются, но в разных точках его они могут быть различными, т. е. зависят только от координат рассматриваемых точек (см. рис. 1, а).

Примерами установившегося движения жидкости могут служить истечение жидкости из отверстия резервуара при постоянном напоре, т. е. неизменном уровне воды в нем, движение воды в канале постоянного поперечного сечения при постоянной глубине.

Неустановившееся движение жидкости – такое, при котором в каждой точке живого сечения скорость движения и давление с течением времени изменяются, т. е. зависят не только от координат рассматриваемых точек, но и времени (см. рис. 1, б).

В качестве примеров неустановившегося движения можно привести истечение жидкости из отверстия резервуара при переменном напоре, например при его опорожнении; движение воды в реке при прохождении паводка.

Равномерное движение жидкости – характеризуется тем, что скорости, форма и площадь сечения потока не изменяются по длине (см. рис. 1, в).

Неравномерное движение жидкости – характеризуется тем, что скорости, глубины и площади живых сечений потока по его длине изменяются (см. рис. 1, г).

Безнапорное движение жидкости – движение, которое происходит за счет сил тяжести; безнапорные потоки ограничены частично твердой, частично свободной поверхностью (см. рис. 1, д).

Напорное движение жидкости – движение, которое происходит за счет сил давления и тяжести; напорные потоки ограничены твердыми поверхностями, например поток в трубе, все сечение которой заполнено движущейся жидкостью (см. рис. 1, е).

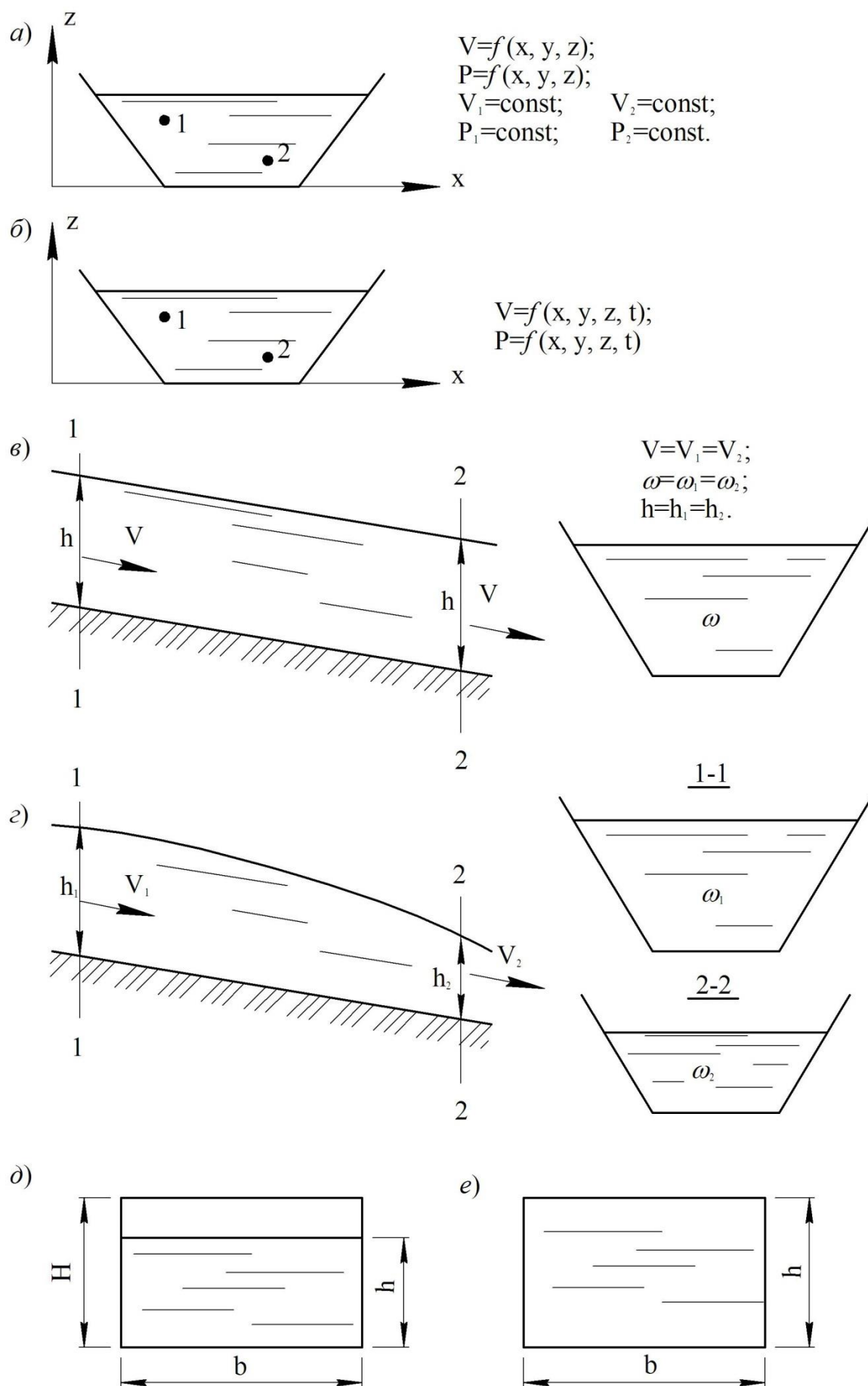


Рис. 1. Схемы к вопросу 1.

2. Понятие о линии тока. Элементарная струйка жидкости. Струйчатая модель потока.

Ввиду наличия в вышеприведенных функциях большого числа переменных величин раскрытие их является сложной задачей, пока не поддающейся математическому исследованию. В связи с этим для отыскания вида указанных функций используют понятие *идеальной жидкости*, лишенной вязкости, а также вводят понятие *модели струйчатого движения*, при котором поток жидкости представляется образованным из элементарных струек с различной скоростью движения частиц жидкости в них.

Прежде чем приступить к изучению модели струйчатого движения жидкости, необходимо познакомиться с понятиями линии тока и элементарной струйки.

Для решения задачи в общем виде рассмотрим сначала неустановившееся движение.

Выделим в жидкости точку a (рис. 2) и построим на ней вектор скорости u_a , выражающий величину и направление скорости, с которой движутся все частицы жидкости в данной точке a .

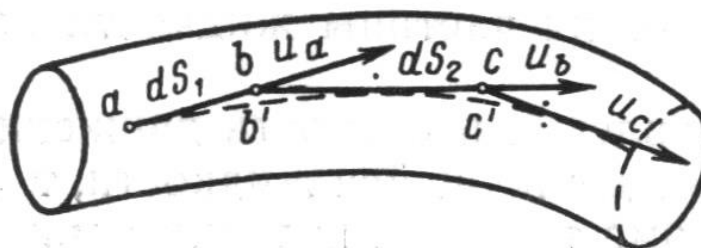


Рис. 2. Схема движения элементарной струйки

На этом векторе на бесконечно малом расстоянии dS_i от точки a возьмем точку b . В этой точке также построим вектор скорости u_b , выражающий величину и направление скорости, с которой движутся все частицы жидкости в точке b . Аналогично построим вектор скорости u_c в точке c , взятой на бесконечно малом расстоянии dS_2 от точки b , и т. д.

Если расстояния dS между точками $a, b, c \dots$ будем уменьшать до нуля, то в пределе ломаная линия $abc \dots$ станет кривой $ab'c' \dots$, называемой *линией тока*. Таким образом, *линией тока называется кривая*, проведенная через ряд точек в жидкости таким образом, что векторы скоростей в этих точках в данный момент времени направлены по касательной к этой кривой.

При установившемся движении линии тока не изменяются во времени, и поэтому они совпадают с траекториями частиц жидкости.

Если в движущейся жидкости выделить бесконечно малый замкнутый контур и через все его точки провести линии тока, соответствующие данному моменту времени, то получится трубчатая поверхность, называемая *трубкой тока*.

Масса (объем) жидкости, движущейся внутри трубки тока, **образует элементарную струйку**. При стремлении $d\omega \rightarrow 0$ струйки она в пределе стягивается в линию тока.

Т.е. **элементарной стружкой** называется струйка (трубка) бесконечно малого поперечного сечения, состоящая из «пучка» линий тока.

При рассмотрении установившегося движения предполагают, что элементарная струйка сохраняет постоянную форму во времени, а скорости во всех точках ее поперечного сечения остаются одинаковыми. При этом поверхность элементарной струйки считается непроницаемой для частиц жидкости, движущихся в соседних струйках.

Поток жидкости, состоящий из совокупности элементарных струек, характеризующихся перечисленными выше свойствами, **называется моделью струйчатого потока**. Такая модель широко используется в гидравлике, будучи весьма удобной для теоретических исследований.

3. Элементы потока. Расход и средняя скорость потока.

Поток жидкости характеризуется следующими гидравлическими элементами: живым сечением, смоченным периметром, гидравлическим радиусом, расходом и средней скоростью.

Живым сечением называется поперечное сечение потока, нормальное к направлению движения. Площадь живого сечения обозначается буквой ω (рис. 3).

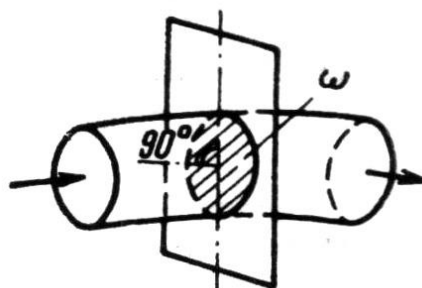


Рис. 3. Живое сечение потока.

Смоченным периметром χ называется часть периметра живого сечения, образуемая твердыми стенками. Например, для трубы, работающей полным сечением, смоченный периметр $\chi = 2 \cdot \pi \cdot r$, а для естественного русла смоченным периметром будет кривая ABCD (см. рис. 4).

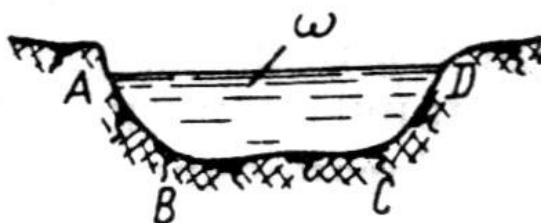


Рис. 4. Живое сечение естественного русла.

Гидравлическим радиусом R называется отношение площади живого сечения потока к его смоченному периметру, т. е.

$$R = \frac{\omega}{\chi}$$

Расходом называется объем жидкости, протекающей в единицу времени через данное живое сечение потока. Расход потока жидкости будем обозначать Q , а расход элементарной струйки – dQ .

Если представить поток состоящим из отдельных элементарных струек, тогда расход потока может быть выражен в виде суммы расходов элементарных струек, т. е.

$$Q = \int_{\omega} dQ.$$

Согласно определению расхода и свойствам элементарной струйки выражение для dQ можно представить в таком виде:

$$dQ = u \cdot d\omega,$$

где u – скорость движения частиц в элементарной струйке;
 $d\omega$ – площадь ее живого сечения.

Тогда расход

$$Q = \int_{\omega} u \cdot d\omega,$$

где ω – площадь живого сечения потока.

Распределение скоростей в сечении потока неравномерно. Оно характеризуется эпюрой распределения скоростей (рис. 5).

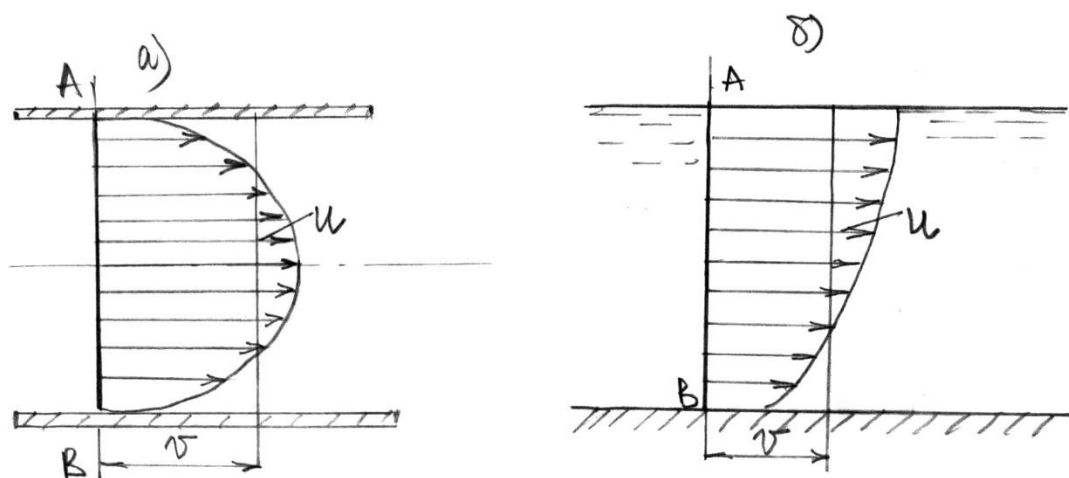


Рис. 5. Эпюры распределения скоростей:
а) в трубопроводе; б) в канале

Для удобства расчетов введено понятие средней скорости V в живом сечении, под которой понимается условная, одинаковая для всех точек сечения скорость, соответствующая расходу Q при истинном, неравномерном распределении скоростей по живому сечению.

Поскольку скорость отдельных частиц жидкости различна по живому сечению потока, средняя скорость v потока по сечению ω будет равна:

$$v = \frac{\int_{\omega} u \cdot d\omega}{\int_{\omega} d\omega} = \frac{\int_{\omega} u \cdot d\omega}{\omega} = \frac{Q}{\omega}$$

При установившемся движении жидкости средней скоростью движения является такая фиктивная одинаковая для всех точек потока скорость, с которой должны двигаться все частицы жидкости в данном живом сечении, чтобы расход жидкости, вычисленный по ней, был равен действительному расходу потока.

Или, **средняя скорость потока** представляет частное от деления расхода на живое сечение потока.

Установившееся движение, при котором живое сечение, глубины и средние скорости потока не изменяются по всей его длине, называется **равномерным**. Примерами равномерного установившегося движения могут служить движение воды в канале постоянного поперечного сечения при постоянной глубине; движение воды с постоянной скоростью в цилиндрической (круглой) трубе.

Установившееся движение, при котором живое сечение, глубины и средние скорости потока изменяются по всей его длине, называется **неравномерным**. Примерами неравномерного установившегося движения могут служить движение воды в конической трубе, движение воды в естественном русле, движение воды на перепаде и т. д.

4. Уравнение неразрывности потока.

Неразрывным или сплошным потоком жидкости называется такой поток, внутри которого отсутствуют как пустоты, так и переуплотнения.

Выделив в потоке (рис. 6) некоторый участок элементарной струйки между двумя нормальными к поверхностным линиям тока сечениями 1-1 и 2-2, обозначим соответствующие живые сечения струйки через $d\omega_1$ и $d\omega_2$, скорости движения через u_1 и u_2 , а расходы через dQ_1 и dQ_2 .

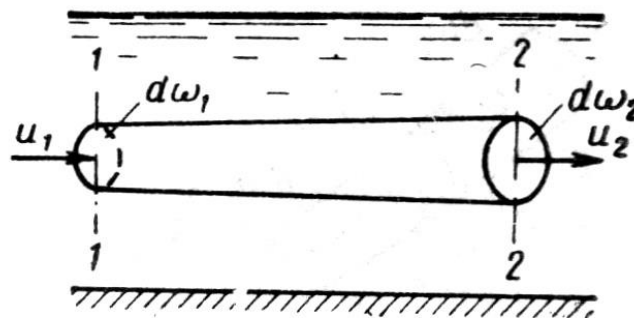


Рис. 6. Схема к выводу уравнения неразрывности

Согласно свойствам элементарной струйки и условию неразрывности (сплошности) потока, при установившемся движении элементарной струйки количество жидкости, входящее и выходящее через сечения $d\omega_1$ и $d\omega_2$ за время dt , будет одинаковым.

Количество жидкости, входящее через первое сечение $d\omega_1$ за время dt , составляет:

$$dW_1 = u_1 d\omega_1 dt$$

Количество жидкости, выходящее через второе сечение $d\omega_2$ за время dt , равно:

$$dW_2 = u_2 d\omega_2 dt$$

Согласно условию неразрывности струйки, можем написать

$$dW_1 = dW_2 = dW$$

или

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = u d\omega = \text{const.}$$

Полученное выражение является уравнением неразрывности или сплошности для элементарной струйки. Оно показывает, что при установившемся движении расход жидкости по длине элементарной струйки остается постоянным.

Интегрирование выражения дает уравнение неразрывности для целого потока:

$$\int_{\omega} u_1 d\omega_1 = \int_{\omega} u_2 d\omega_2 = \int_{\omega} u d\omega = Q$$

или

$$Q = v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = \text{const.}$$

Это уравнение называется уравнением неразрывности для потока. Оно показывает, что расход потока жидкости при установившемся движении является постоянной величиной.

Из уравнения следует, что

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2},$$

т.е. что в любом неразрывном потоке средние скорости движения обратно пропорциональны площадям соответствующих живых сечений.

5. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости.

Уравнение движения для элементарной струйки идеальной жидкости, (называемое уравнением Бернулли)

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{u_1^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{u_2^2}{2 \cdot g}$$

Уравнение показывает, что во время движения идеальной жидкости энергия вдоль струйки не расходуется, оставаясь постоянной.

Уравнение Бернулли устанавливает связь между скоростями и давлениями в разных сечениях одной и той же элементарной струйки, а также между высотными положениями движущихся частиц жидкости.

На рис. 1 дано графическое изображение уравнения Бернулли для отсека элементарной струйки идеальной жидкости. В сечениях элементарной струйки 1-1 и 2-2 по вертикалям, проходящим через точки A и B , отложены в заданном масштабе значения входящих в уравнение членов.

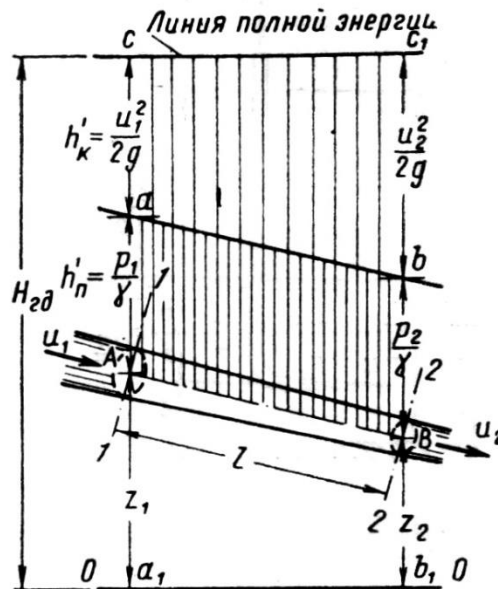


Рис. 1. Графическое изображение уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости

Так, по вертикали, проходящей через точку A , отложены значения z_1 , $\frac{p_1}{\rho \cdot g}$, $\frac{u_1^2}{2 \cdot g}$, а по вертикали, проходящей через точку B — значения z_2 , $\frac{p_2}{\rho \cdot g}$, $\frac{u_2^2}{2 \cdot g}$.

Сумма этих трех величин представляет величину полной удельной энергии элементарной струйки идеальной жидкости относительно плоскости сравнения $O-O$ и называется гидродинамическим напором H_{20} .

Как видно из рисунка, гидродинамический напор H_{20} вдоль элементарной струйки остается неизменным, поэтому линия ss_1 , соединяющая вершины отрезков a_1c_1 и b_1c_1 , будет горизонтальной. Эта линия называется **линией полной удельной энергии** или **напорной линией**. Линия ab представляет **пьезометрическую линию** или **линию давления**, а линия AB — **линию геометрических высот**.

6. Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости.

При движении реальной жидкости в ней возникают силы трения, обусловленные вязкостью. На преодоление этих сил затрачивается определенное количество энергии. Следовательно, общий запас полной удельной энергии струйки не может оставаться неизменным по длине, т. е. удельная энергия вдоль струйки будет уменьшаться, затрачиваясь на преодоление так называемых гидравлических сопротивлений.

Обозначив затраты энергии через $h_{\text{пот}}$ получим

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{u_1^2}{2 \cdot g} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{u_2^2}{2 \cdot g} \right) = h_{\text{пот}}$$

Необходимо отметить, что в потоке могут существовать два вида гидравлических сопротивлений: **сопротивления по длине и местные**.

Сопротивления по длине потока возникают вследствие действия поверхностных сил трения и вязкости реальной жидкости. Удельная энергия, затрачиваемая на преодоление сопротивлений по длине, называется **потерей напора по длине** и может быть обозначена $h_{дл}$.

Местные сопротивления связаны с внезапным изменением направления потока (поворот, закругление) или с резким изменением формы живого сечения потока (внезапное расширение или сужение сечения). Местные сопротивления вызывают в потоке местные возмущения, водовороты, местное беспорядочное движение и т. д. В зоне местных сопротивлений часть удельной энергии потока затрачивается на возвращение его за пределами местных сопротивлений к нормальному режиму движения. Затраты удельной энергии на преодоление местных сопротивлений называются **местными потерями напора** и обозначаются h_m .

Таким образом, дополнительный член уравнения Бернулли, выражающий общие (суммарные) потери напора в потоке, можно представить в виде суммы:

$$h_{пот} = h_{дл} + h_m.$$

Графическое представление уравнения Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости дано на рис. 2.

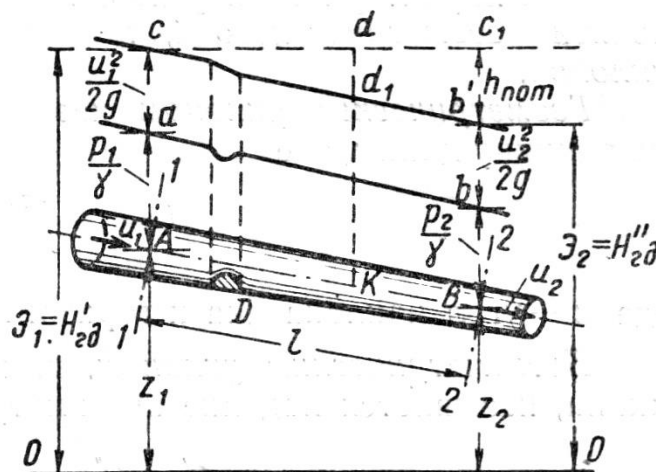


Рис. 2. Схема к выводу уравнения Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости

Здесь линия ss_1 соответствует линии полной удельной энергии элементарной струйки идеальной жидкости (см. рис. 2), а линия cb' есть линия энергии или запорная линия элементарной струйки реальной жидкости. Отрезок c_1b' соответствует затратам энергии, т. е. падению гидродинамического напора на рассматриваемом участке струйки. Линия ab представляет пьезометрическую линию, а линия AB – линию геометрических высот.

Для характеристики условий движения реальной жидкости вводят понятия **геометрического** i , **пьезометрического** i_p и **гидравлического** I уклонов.

Геометрическим уклоном называется падение линии дна канала на единицу длины, т. е.

$$i = \frac{z_1 - z_2}{l}$$

Пьезометрическим уклоном, или иначе **уклоном пьезометрической линии**, называется падение пьезометрической линии на единицу длины:

$$i_{\text{п}} = -\frac{d}{dl} \left(z + \frac{p}{\rho \cdot g} \right)$$

В этом выражении знак минус указывает на то, что линия ab (см. рис. 2) действительно будет понижаться по направлению движения жидкости.

Пьезометрический уклон может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Сумму $z + \frac{p}{\rho \cdot g}$ называют **пьезометрическим (потенциальным) напором**.

Гидравлическим уклоном называется падение линии полной удельной энергии или напорной линии на единицу длины:

$$I = -\frac{dh_{\text{пот}}}{dl}$$

В данном выражении знак минус указывает, что падение напорной линии cb' (см. рис. 2) будет положительным.

7. Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости

При выводе уравнения Бернулли для потока реальной жидкости будем рассматривать поток как **плавноизменяющийся**, а для учета неравномерности распределения скоростей по сечению и вдоль потока введем поправочный коэффициент – **коэффициент кинетической энергии α (коэффициент неравномерности распределения скоростей по сечению потока)**, представляющий собой отношение действительной кинетической энергии потока к условной кинетической энергии, получаемой из предположения, что во всех струйках, из которых состоит поток, скорости одинаковы и равны средней скорости потока.

Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости

$$\frac{u_1^2}{2 \cdot g} + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2 \cdot g} + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + z_2 + h_{\text{пот}}$$

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости

2

$$\frac{\alpha \cdot v_1^2}{2 \cdot g} + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + z_1 = \frac{\alpha \cdot v_2^2}{2 \cdot g} + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + z_2 + h_{\text{пот}}$$

Как и при рассмотрении уравнения Бернулли для элементарной струйки, легко установить, что и для потока члены $\frac{\alpha \cdot v_1^2}{2 \cdot g}$ и $\frac{\alpha \cdot v_2^2}{2 \cdot g}$ выражают **удельную кинетическую энергию потока**, члены $\frac{p_1}{\rho \cdot g}$ и $\frac{p_2}{\rho \cdot g}$ – **удельную потенциальную энергию давления** и члены z_1 и z_2 – **удельную потенциальную энергию положения**.

8. Геометрическая и энергетическая интерпретация уравнения Бернулли для установившегося движения

Для установления геометрического и энергетического смысла членов, входящих в уравнение Бернулли, рассмотрим каждый из них в отдельности.

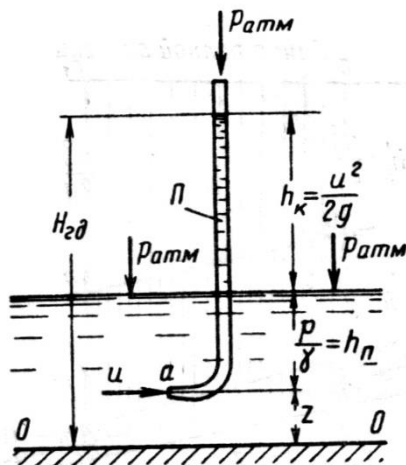


Рис. 3. Схема, поясняющая понятие гидродинамического напора.

Выясним геометрический смысл уравнения Бернулли. Все члены уравнения имеют линейную размерность. Следовательно, уравнение Бернулли выражается суммой трех высот: **геометрической, пьезометрической и высотой скоростного напора**. Т.е., гидродинамический напор равен:

$$H_{гд} = z + h_{\pi} + h_k$$

В энергетическом смысле уравнение Бернулли выражает закон сохранения энергии, следовательно, сумма трех членов уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости есть величина постоянная:

$$z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g} = const$$

Если предположить, что поток остановился. Тогда столбик жидкости в трубке должен опуститься до уровня свободной поверхности жидкости, поскольку скорость движения и будет равна нулю, а значит и высота скоростного напора $\frac{u^2}{2 \cdot g} = 0$.

Лекция 4

Тема: Истечение через отверстия, насадки и короткие трубы при постоянном напоре.

1. Классификация потоков жидкости по соотношению потерь удельной энергии в них
2. Классификация отверстий и характеристика истечения жидкости
3. Истечение жидкости из незатопленного отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре
4. Истечение жидкости из затопленного отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре
5. Истечение жидкости через насадки
6. Истечение через гидравлически короткие трубы.

В гидротехнике и других областях водного хозяйства часто приходится решать вопросы, связанные с истечением жидкости из отверстий. Так, опорожнение водохранилищ, резервуаров или перепуск воды из одного резервуара в другой осуществляются путем истечения жидкости из отверстий.

В 1643 г. Торричелли на основании экспериментов пришел к выводу, что скорость истечения из отверстия струи жидкости, находящейся под напором H , равна скорости свободного падения твердого тела с высоты, соответствующей этому напору. Однако результаты, полученные Торричелли, не совпадали с действительной (фактической) скоростью истечения жидкости, поскольку им не учитывалось гидравлическое сопротивление, возникавшее при истечении жидкости из отверстия.

Теоретическое решение вопроса истечения жидкостей из отверстий оказалось возможным после вывода Д. Бернулли в 1743 г. основного уравнения движения.

1. Классификация потоков жидкости по соотношению потерь удельной энергии в них

При движении потока по тому или иному руслу он испытывает различные гидравлические сопротивления, а, следовательно, и потери напора. В зависимости от соотношения потерь напора на местные гидравлические сопротивления и по длине в гидравлике, с целью упрощения методики расчетов, выделяют следующие русла:

а) отверстия и насадки – русла, в которых потери напора по длине потока практически отсутствуют, т.е. $\sum h_{дл} \approx 0$;

б) гидравлически короткие трубы (русла) – русла, в которых потери напора на местные гидравлические сопротивления и по длине сопоставимы т.е. $\sum h_{мест} \approx \sum h_{дл}$. Оба вида потерь напора рассчитываются по вышеприведенным методикам;

в) гидравлически длинные трубы (русла) – русла, в которых потери напора

по длине потока значительно преобладают над потерями на местные гидравлические сопротивления, т.е. $\sum h_{дл} \gg \sum h_{мест}$. Для данного вида русла рассчитываются только потери напора по длине потока, а на местные гидравлические сопротивления принимаются в пределах (5...10) % от потерь по длине.

2. Классификация отверстий и характеристика истечения жидкости

В зависимости от условий истечения жидкости из отверстий различают *малые и большие отверстия в тонкой и толстой стенке*.

К малым относят отверстия, размер (диаметр d) которых меньше $0,1 H$, где H – действующий напор.

К большим относят отверстия, размер (высота h) которых превышает $0,1 H$.

Отверстием в тонкой стенке (рис. 1, а) считается отверстие, края которого имеют заостренную кромку. В этом случае стенка не оказывает воздействия на форму и структуру протекающей через отверстие струи, которая в связи с этим преодолевает лишь *местные сопротивления*.

Отверстием в толстой стенке (рис. 1, б) считается отверстие в такой стенке, в которой струя до получения свободного падения преодолевает гидравлические сопротивления *как по длине, так и местные*. Толщина толстой стенки b больше трех диаметров отверстия d .

К отверстиям в толстой стенке относятся и насадки – короткие патрубки разных типов и профилей, установленные у отверстия в тонкой стенке.

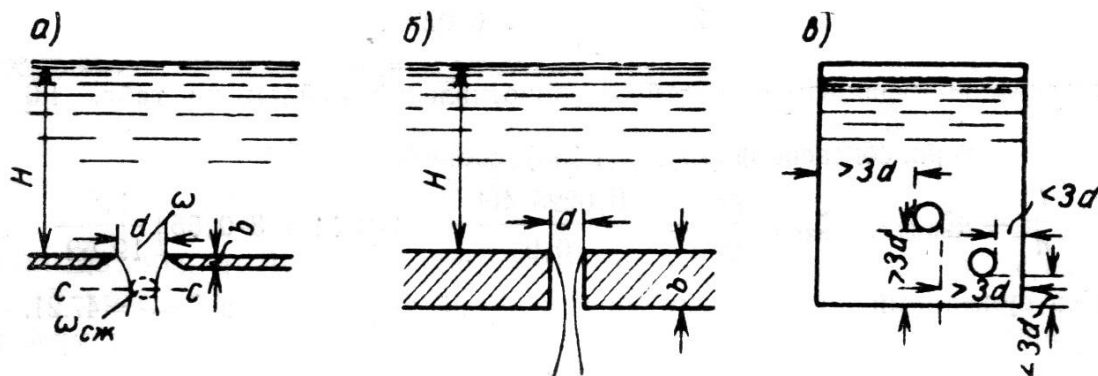


Рис. 1. Схемы истечения жидкости из отверстий

При вытекании струи жидкости из отверстия происходит сжатие ее поперечного сечения, т.е. площадь ее сечения становится меньше площади сечения отверстия. В зависимости от расположения отверстия по отношению к боковым стенкам и дну сосуда различают *совершенное и несовершенное сжатие струи* (рис. 1, в).

Совершенное сжатие происходит в случае, когда контур отверстия удален от стенок сосуда на расстояние, превышающее $3d$, где d – диаметр отверстия. При этом стенки сосуда не оказывают влияния на сжатие струи.

В случае, когда одна из стенок сосуда (или несколько его стенок) находится от отверстия на расстоянии, меньшем $3d$, *сжатие струи будет несовершенным*. При этом стенки сосуда оказывают влияние на условия истечения и струя

испытывает только частичное сжатие.

Сжатие струи при выходе из любого отверстия происходит в результате движения частиц жидкости на подходе к отверстию по криволинейным траекториям. От отверстия до сжатого сечения ss (см. рис. 1, а) наблюдается движение, к которому вследствие значительного искривления линий тока неприменимо уравнение Бернулли. В сжатом же сечении ss линии тока практически параллельны друг другу, параллельны друг другу и векторы местных скоростей. Эпюра скоростей здесь поэтому близка к прямоугольнику. В силу изложенного к сжатому сечению вполне применимо уравнение Бернулли. Расстояние от сжатого сечения струи ss до внутренней поверхности стенки невелико. Так, для отверстия круглого сечения оно, согласно имеющимся опытным данным, составляет $0,5d$, где d – диаметр отверстия. За сжатым сечением в свободно падающей струе наблюдается плавноизменяющееся движение. Гидродинамическое давление в сжатом сечении принимается равным атмосферному.

В ряде случаев при истечении жидкости из малых отверстий поперечное сечение струи может менять свою форму по длине вследствие того, что скорости подхода к отверстию неодинаковы в различных точках периметра отверстия. Это явление носит название *инверсии струи*.

Условия сжатия струи имеют значительное влияние на пропускную способность отверстия. Для оценки степени сжатия струи вводится понятие коэффициента сжатия струи ε :

$$\varepsilon = \frac{\omega_{сж}}{\omega}$$

где $\omega_{сж}$ – площадь сжатого сечения струи;

ω – площадь сечения отверстия.

При практических расчетах значение коэффициента ε для малых отверстий принимается равным 0,64-0,6.

3. Истечение жидкости из незатопленного отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре

Истечение из малого отверстия. Рассмотрим сосуд, наполненный жидкостью, на свободную поверхность которой действует внешнее давление, большее атмосферного, т.е. $p > p_{атм}$ (рис. 2).

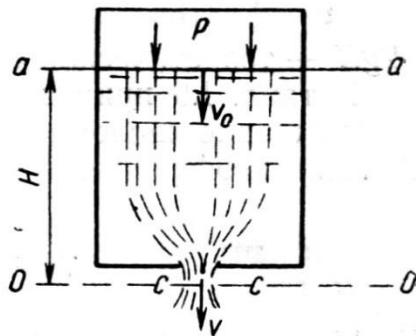


Рис. 2. Схема свободного истечения жидкости из малого отверстия в тонкой стенке

В дне сосуда имеется малое отверстие диаметром не более $0,1H$, через которое происходит истечение жидкости в атмосферу. Уровень свободной поверхности $a-a$, а значит, и напор H и давление p остаются неизменными во время истечения жидкости; другими словами, приток жидкости в сосуд равен количеству вытекающей жидкости.

Выведем основные расчетные формулы для определения скорости и расхода при заданных условиях истечения жидкости.

Составим уравнение Бернулли относительно плоскости сечения $0-0$ для сечения $a-a$, совпадающего со свободной поверхностью жидкости в сосуде, и сжатого сечения струи $c-c$, совпадающего с плоскостью сечения $0-0$ (коэффициент α примем равным единице):

$$H + \frac{p}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} = \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + h_m$$

В этом уравнении v_0 и v – средние скорости движения жидкости в соответствующих сечениях, $p_{\text{атм}}$ – атмосферное давление, $h_m = \xi v^2/2g$ – местные потери напора в самом отверстии, ξ – коэффициент сопротивления отверстия.

С учетом выражения местных потерь напора уравнение можно представить в следующем виде:

$$H + \frac{p}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} = \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + \xi \frac{v^2}{2g}$$

или

$$H + \frac{p - p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} = (1 + \xi) \frac{v^2}{2g}$$

Отсюда получим выражение для скорости движения жидкости в сжатом сечении струи:

$$v = \sqrt{\frac{2g}{1 + \xi} \left(H + \frac{p - p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} \right)}$$

или

$$v = \varphi \sqrt{2g \left(H + \frac{p - p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} \right)}$$

где $\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi}}$ – коэффициент скорости.

Полученное выражение является общей формулой для определения скорости истечения жидкости.

В случае, когда $p = p_{\text{атм}}$, а площадь сечения сосуда Ω значительно больше площади отверстия ω , например $\Omega/\omega > 10$, так что скорость v_0 практически незначительна и ею можно пренебречь, выражение существенно упрощается:

$$v = \varphi \sqrt{2gH} \quad (*)$$

Отсюда коэффициент скорости будет равен:

$$\varphi = \frac{v}{\sqrt{2gH}}$$

где v – фактическая скорость струи;

$\sqrt{2gH}$ – теоретическая скорость струи.

Напор, соответствующий заданной скорости истечения v

$$H = \frac{v^2}{2g\varphi^2} = \frac{v^2}{2g}(1 + \xi)$$

откуда значение скоростного напора

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{H}{1 + \xi}$$

а местные потери напора

$$h_m = H - \frac{v^2}{2g} = \frac{\xi H}{1 + \xi}$$

Расход жидкости, вытекающей из отверстия, вычисляется из условия неразрывности струи. При этом нужно иметь в виду, что скорость v , вычисленная по формуле (*), соответствует скорости струи в сжатом сечении $\omega_{сж}$, поэтому при определении расхода Q через площадь сечения отверстия ω в уравнение неразрывности следует ввести коэффициент сжатия ε :

$$Q = \varepsilon \omega v = \varepsilon \varphi \omega \sqrt{2gH}$$

Если обозначить $\varepsilon \varphi = \mu$, тогда

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}$$

где μ – коэффициент расхода.

Для отверстий в тонкой стенке коэффициент расхода μ принимается равным 0,62-0,6.

Если истечение струи из отверстия происходит с несовершенным сжатием, коэффициент расхода $\mu_{несов}$ несколько увеличивается в зависимости от соотношения ω/Ω , где ω – площадь сечения отверстия, Ω – площадь поперечного сечения сосуда перед отверстием. При этом величина коэффициента расхода может быть определена по следующей приближенной формуле:

$$\mu_{несов} = \mu \left(1 + \frac{\omega}{\Omega} \right)$$

Истечение из большого отверстия. При истечении жидкости из большого прямоугольного отверстия расход определяется по формуле

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}$$

где μ_0 – коэффициент расхода для большого прямоугольного отверстия.

Числовые значения коэффициента расхода μ_0 приведены в табл. 1.

Таблица 1. Коэффициент расхода μ_0 для больших отверстий

Тип отверстия и условие истечения	μ_0
Боковое отверстие средних размеров (с совершенным сжатием струи)	0,65
Боковое отверстие больших размеров (с несовершенным сжатием струи)	0,7
Донное отверстие со значительным боковым сжатием струи	0,65-0,7
То же, с умеренным боковым сжатием струи	0,7-0,75
То же, с плавными боковыми подходами	0,8-0,85

Приведенные данные о коэффициентах расхода относятся к турбулентному режиму движения, при котором коэффициент расхода не зависит от числа Рейнольдса Re . При ламинарном режиме движения и малых числах Рейнольдса ($Re < 50$) коэффициент расхода, зависит от числа Re , уменьшаясь с его уменьшением.

4. Истечение жидкости из затопленного отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре

Отверстие называется затопленным, если истечение жидкости из него происходит не в атмосферу, а под уровень жидкости (рис. 3).

Составим уравнение Бернулли относительно плоскости сравнения $0-0$ для сечения $a-a$ и сжатого сечения струи $c-c$, совпадающего с плоскостью сравнения $0-0$:

$$z_1 + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + \xi \frac{v^2}{2g}$$

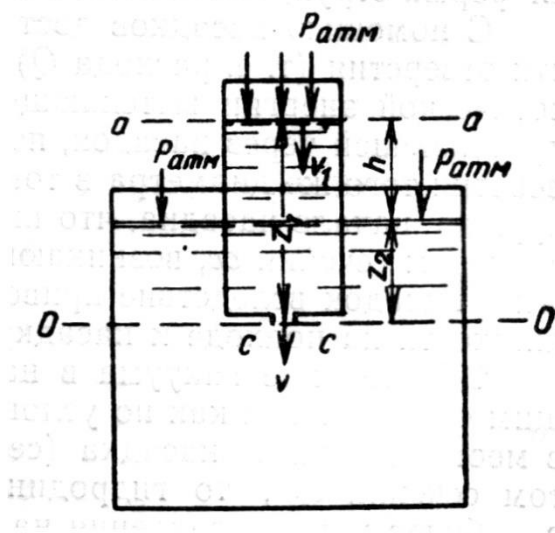


Рис. 3. Схема истечения жидкости из малого затопленного отверстия в тонкой стенке

Пренебрегая членом $\frac{v_1^2}{2g}$ вследствие его малости и производя соответствующее преобразование, получим

$$z_1 - z_2 = (1 + \xi) \frac{v^2}{2g}$$

откуда скорость струи в сжатом сечении

$$v = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi}} \sqrt{2g(z_1 - z_2)} = \phi \sqrt{2gh}$$

где $h = z_1 - z_2$ – напор или разность уровней жидкостей в сосудах (см. рис. 3).

Расход жидкости через затопленное отверстие можно определить по формуле

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}$$

где $H = h$.

Необходимо отметить, что при расчете затопленных отверстий следует пользоваться приведенными выше для незатопленных отверстий коэффициентами сжатия, скорости и расхода.

5. Истечение жидкости через насадки

Отверстия в тонкой стенке применяют на практике редко. Значительно чаще встречаются отверстия в толстой стенке, т.е. насадки, короткие трубы и т.д.

На практике применяют три типа насадков (рис. 4): *цилиндрические, конические и коноидальные*.

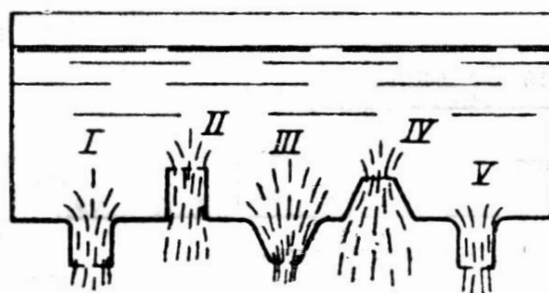


Рис. 4. Различные типы насадков

Цилиндрические насадки могут быть *внешними I*, если они присоединяются к отверстию с внешней стороны, и *внутренними II*, если они присоединяются к отверстию с внутренней стороны.

Конические насадки могут быть *сходящимися III* и *расходящимися IV*.

Конoidalный насадок V является усовершенствованным типом конического сходящегося насадка. Его внутренней поверхности придается форма струи, вытекающей из отверстия.

С помощью насадков достигается увеличение пропускной способности отверстия (т. е. расхода Q), а также увеличение или уменьшение кинетической энергии вытекающей струи. Увеличение расхода жидкости, протекающей через насадок, по сравнению с истечением из обычного отверстия того же диаметра в тонкой стенке объясняется образованием вакуума в начале насадка, что вызывает увеличение действующего напора в сжатом сечении $c-c$, возникающем непосредственно после входа жидкости в насадок вследствие криволинейности траекторий движения частиц жидкости на подходе к насадку (рис. 5).

Образование вакуума в начале насадка можно объяснить следующим образом. Так как по условию неразрывности струи скорость ее $v_{\text{вых}}$ в месте выхода из насадка (сечение $b-b$) будет меньше скорости в сжатом сечении $v_{\text{сж}}$, то гидродинамическое давление в сжатом сечении $p_{\text{сж}}$ будет меньше давления на выходе $p_{\text{вых}}$. А поскольку в выходном сечении $b-b$ давление равно атмосферному, то $p_{\text{сж}}$ будет меньше $p_{\text{атм}}$, т.е. образуется вакуум.

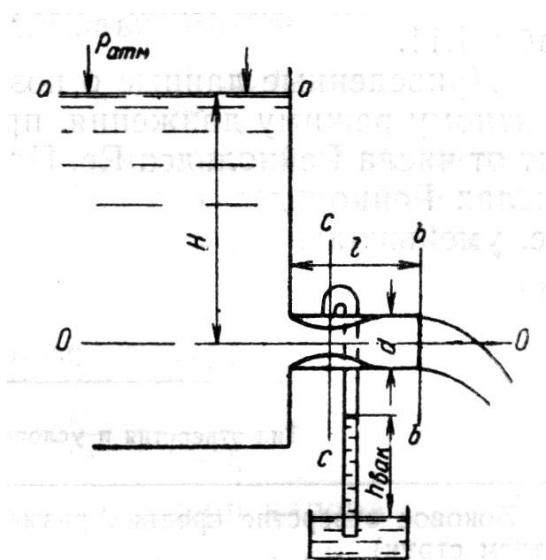


Рис. 5. Схема к определению расхода жидкости, протекающей через насадок, и величины вакуума в насадке

Для определения величины расхода составим уравнение Бернулли для сечения $a-a$, соответствующего поверхности воды в резервуаре, и сечения на выходе струи из насадка $b-b$, взяв за плоскость сравнения горизонтальную линию $0-0$, проходящую через центр тяжести насадка:

$$H + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} = \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{v_{\text{вых}}^2}{2g} + \sum \xi \frac{v_{\text{вых}}^2}{2g}$$

или

$$H_0 = \frac{v_{\text{вых}}^2}{2g} \left(1 + \sum \xi \right)$$

где H_0 – полный напор над центром тяжести насадка (с учетом скоростного напора).

В этом выражении суммарный коэффициент сопротивлений должен учитывать не только потери по длине насадка, но и местные потери напора между сечением у входа в насадок и сжатым сечением $c-c$ (внезапное сужение потока), а также между сечением $c-c$ и той областью, где насадок будет работать полным сечением (внезапное расширение потока). Следовательно,

$$\sum \xi = \xi_{\text{в.с.}} + \xi_{\text{в.р.}} + \xi_{\text{дл.}}$$

или

$$\sum \xi = \xi_{\text{в.с.}} + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}$$

где ε – коэффициент сжатия.

Величина скорости струи на выходе из насадка:

$$v_{\text{вых}} = \varphi \sqrt{2gH_0}$$

Здесь φ – коэффициент скорости для насадка, равный:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi_{в.с.} + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \lambda \frac{l}{d}}} \quad (*)$$

Расход жидкости, протекающей через насадок, будет равен:

$$Q = \varphi \omega_{\text{вых}} \sqrt{2gH_0}$$

Из рассмотрения зависимости (*) можно установить, что при увеличении длины насадка увеличиваются потери напора по длине, в результате чего уменьшается коэффициент φ , т.е. уменьшается пропускная способность насадка. В связи с этим длину цилиндрических насадков не следует принимать более (3-4) d . С другой стороны, при длине насадка менее (3-4) d происходит срыв вакуума.

Величина вакуума в насадке

$$h_{\text{вак}} = 2\varphi^2 H_0 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}$$

В табл. 2 приведены значения коэффициентов ε , φ и μ для насадков различных типов

Таблица 2. Коэффициенты сжатия струи ε , скорости φ и расхода μ для насадков и отверстий в тонкой стенке

Тип насадка или отверстия	ε	φ	μ
Отверстие круглого сечения	0,64	0,97	0,62
Цилиндрический насадок:			
внешний	1	0,82	0,82
внутренний	1	0,71	0,71
Конический насадок:			
сходящийся ($\alpha = 13^\circ$)	0,98	0,96	0,94
расходящийся ($\alpha = 5 - 7^\circ$)	1	0,47	0,47
Коноидальный насадок	1	0,98	0,98

Согласно табл. 2 внешний цилиндрический насадок характеризуется коэффициентом скорости $\varphi = 0,82$. Коэффициент сжатия струи на выходе из насадка ε может быть принят равным 0,64, как для малого отверстия в тонкой стенке. Тогда величина вакуума составит:

$$h_{\text{вак}} = 2 \cdot 0,82^2 H_0 \frac{1 - 0,64}{0,64} \approx 0,75 \cdot H_0$$

В соответствии с опытными данными вакуум в насадке не должен превышать 8 м вод. ст., так как в противном случае начинается засасывание воздуха в насадок, происходит срыв вакуума и насадок работает как обычное отверстие. Следовательно, предельный напор, при котором насадок будет работать нормально, составляет 10 м.

Вакуум, образующийся в насадке данного типа, увеличивает пропускную способность отверстия в тонкой стенке на 33%.

$$Q = \mu \omega \sqrt{2g(H_0 + 0,75H_0)} = \mu \omega \sqrt{1,75} \cdot \sqrt{2gH_0} = 1,33 \cdot \mu \omega \sqrt{2gH_0}$$

Все сказанное здесь о цилиндрических насадках справедливо и для насадков всех типов и отверстия в толстой стенке. Разница состоит лишь в величине вакуума, зависящей от сопротивлений в насадках.

Выбор типа насадка зависит от его назначения и местных условий. Например, конически сходящиеся насадки целесообразно применять для сопел высоконапорных турбин и пожарных брандспойтов. Эти насадки характеризуются высокими коэффициентами скорости струи и расхода. Конически расходящиеся насадки целесообразно применять там, где требуются малые скорости истечения жидкости. Коноидальные насадки являются наиболее совершенными насадками, поскольку они характеризуются самыми высокими коэффициентами скорости истечения и расхода жидкости и наибольшей дальностью полета струи.

6. Истечение через гидравлически короткие трубы

Если перетекание жидкости из сосуда в сосуд происходит через малое отверстие в тонкой стенке или насадок, то в уравнении принимается соответствующий коэффициент расхода.

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}$$

где μ – коэффициент расхода.

При перетекании жидкости из сосуда в сосуд по трубопроводу, длина которого больше насадка, в уравнение подставляется так называемый коэффициент расхода системы, который определяется по ниже приведенным зависимостям

Если истечение из трубопровода происходит под уровень жидкости, то для определения коэффициента расхода системы применяется уравнение

$$\mu_{\text{сист}} = 1 / \sqrt{\sum \xi}.$$

Если истечение из трубопровода происходит в атмосферу, то для определения коэффициента расхода системы применяется уравнение

$$\mu_{\text{сист}} = 1 / \sqrt{\alpha + \sum \xi},$$

где $\sum \xi$ – сумма коэффициентов гидравлических сопротивлений в трубопроводе, по которому происходит перетекание жидкости.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОРОТКИХ ТРУБОПРОВОДОВ

1. Классификация напорных трубопроводов по соотношению потерь удельной энергии в них.
2. Методика расчета гидравлически коротких трубопроводов.
3. Типы задач при расчете коротких трубопроводов.

1. Классификация потоков жидкости по соотношению потерь удельной энергии в них

При движении потока по тому или иному руслу он испытывает различные гидравлические сопротивления, а следовательно и потери напора. В зависимости от соотношения потерь напора на местные гидравлические сопротивления и по длине в гидравлике, с целью упрощения методики расчетов, выделяют следующие трубы:

а) гидравлически короткие трубы – трубопроводы, в которых потери напора на местные гидравлические сопротивления и по длине сопоставимы т.е. $\sum h_{\text{мест}} \approx \sum h_{\text{дл}}$;

б) гидравлически длинные трубы – трубопроводы, в которых потери напора по длине потока значительно преобладают над потерями на местные гидравлические сопротивления, т.е. $\sum h_{\text{дл}} \gg \sum h_{\text{мест}}$. При расчете длинных трубопроводов определяются только потери напора по длине потока, а на местные гидравлические сопротивления принимаются в пределах (5..10)% от потерь по длине.

2. Методика расчета гидравлически коротких трубопроводов.

Гидравлический расчет короткого трубопровода выполняется на основе уравнения Бернулли для двух выбранных сечений потока, а также уравнения расхода.

1. Составляется уравнение Бернулли для двух сечений 1-1 и 2-2 относительно плоскости отсчета 0-0.
2. Выясняется цель задачи (I тип – Н (р); II тип – Q (V); III тип – d);
3. Рассчитываются потери напора и находится искомая величина.

$$h_{\text{тр}} = \sum h_{\text{мест}} + \sum h_{\text{дл}}$$

Существуют следующие рекомендации при составлении уравнения Бернулли:

- 1) Расчетные сечения выбирают там, где известно давление, но в уравнение должна попасть и искомая величина;
- 2) На участке потока между сечениями не должно быть источника или потребителя энергии (насоса или гидродвигателя);
- 3) Нумерация выбранных сечений 1-1 и 2-2 производится по течению потока;
- 4) Плоскость сравнения (отсчета) выбирается горизонтальной.

3. Типы задач при расчете коротких трубопроводов.

В расчете коротких трубопроводов имеются три типа задач.

Задача первого типа

Целью такой задачи является определение напора (H) или давления (p);

Задача второго типа

Целью такой задачи является определение расхода (но предварительно необходимо вычислить среднюю скорость потока).

Задача третьего типа

Целью такой задачи является определение диаметра трубопровода (задача решается методом подбора).

Лекция 6. **Тема:** Установившееся напорное движение жидкости в трубопроводах

1. Классификация трубопроводов
2. Гидравлический расчет простого длинного трубопровода.
3. Гидравлический расчет длинных трубопроводов при их последовательном соединении.

1. Классификация трубопроводов

В расчетном отношении трубопроводы делятся на **напорные** и **безнапорные**. В зависимости от соотношения величин потерь напора по длине и местных потерь трубопроводы подразделяются на **короткие** и **длинные**.

Короткими называются трубопроводы небольшой длины, имеющие довольно значительное число местных сопротивлений, так что величина местных потерь на них соизмерима с величиной потерь напора по длине.

К таким трубопроводам относятся трубопроводы, подающие воду для охлаждения двигателей, маслопроводы в системах смазки различных машин, всасывающие линии насосных станций, самотечные линии водопроводных систем и т. д.

Длинными называются трубопроводы, имеющие значительную длину и относительно небольшое число местных сопротивлений. В связи с этим в длинных трубопроводах местные потери пренебрежимо малы по сравнению с потерями напора по длине. Обычно их учитывают при расчете введением соответствующего коэффициента – см. формулу (1.141).

К длинным трубопроводам относятся напорные трубопроводы насосных станций, нефтепроводы, водоводы, распределительная сеть водопроводных систем и т. д.

Длинные трубопроводы подразделяются на **простые** и **сложные**.

Под **простыми** понимаются трубопроводы, не имеющие ответвлений, с постоянным диаметром труб по длине.

Под **сложными** понимаются трубопроводы, имеющие ответвления, а также переменный диаметр труб по длине, причем трубы разных диаметров и длин могут присоединяться здесь **последовательно** и **параллельно**.

Сложные трубопроводы образуют распределительную сеть двух следующих типов:

тупиковую или разомкнутую, состоящую из магистралей и последовательно присоединенных к ним боковых ответвлений; в тупиковой сети жидкость подается в одном направлении;

кольцевую или замкнутую, состоящую из одного или нескольких замкнутых колец; в кольцевой сети жидкость в заданную точку может подаваться по двум или более линиям.

2. Гидравлический расчет простого длинного трубопровода

При расчете простых напорных трубопроводов решаются следующие задачи:

1) определяется напор H или давление p в начале трубопровода при известных расходе Q , размерах трубопровода l и d , шероховатости $\Delta_{\text{с}}$ его стенок и рода транспортируемой жидкости (плотность ρ и кинематическая вязкость ν);

2) определяется величина транспортируемого расхода Q при известных расчетном напоре H или давлении p , размерах l и d трубопровода, шероховатости $\Delta_{\text{с}}$ его стенок и рода транспортируемой жидкости (ρ и ν);

3) определяется диаметр d трубопровода при известных транспортируемом расходе Q , расчетном напоре H или давлении p , длине трубопровода l шероховатости $\Delta_{\text{с}}$ его стенок и рода жидкости (ρ и ν);

Изучение закономерностей равномерного движения в гидравлически длинных трубопроводах следует начать с зависимостей для простого трубопровода.

Длинным простым трубопроводом считается трубопровод, не имеющий ответвлений и состоящий из труб одного диаметра.

Для гидравлически длинных трубопроводов потери напора на местные гидравлические сопротивления либо вовсе не учитывают, либо учитывают путем увеличения потерь напора по длине на 5... 10%.

Расчетной формулой гидравлически длинного простого трубопровода является формула Дарси-Вейсбаха

$$h_{\text{дл}} = \zeta_{\text{дл}} V^2 / (2g);$$

где $\zeta_{\text{дл}}$ – коэффициент гидравлического сопротивления по длине потока;

Тогда формула для определения потерь напора по длине потока (формула Дарси-Вейсбаха) будет иметь вид:

$$h_{\text{дл}} = \lambda \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{V^2}{2g}$$

которая легко трансформируется в формулу Шези

$$V = C \sqrt{RI} \quad \text{и} \quad Q = C \omega \sqrt{RI}$$

где I – гидравлический уклон, который равен $I = H/l$;

C – коэффициент Шези, значение которого может определяться по

$$C = 1 / (n + 17,72 \lg R);$$

R – гидравлический радиус, в метрах;

n – коэффициент шероховатости стенок русла.

Для упрощения расчетов длинных трубопроводов вводится понятие расходной характеристики или модуля расхода

$$k = c \omega \sqrt{R}$$

которая имеет размерность расхода.

Учитывая, что коэффициент Шези по (8.6) определяется для квадратичной области сопротивления, то и значения расходных характеристик рассчитаны для этой области сопротивления и для стандартных диаметров труб приводятся

в справочной и учебной литературе [1. табл. П.V, с. 593]. Тогда с учетом отмеченного выше примет вид

$$Q = \theta_1 \kappa_{KB} \sqrt{I}$$

где θ_1 – коэффициент, учитывающий область сопротивления, и показывает $\theta_1 = c_1 / c_{KB} = \sqrt{\lambda_{KB} / \lambda}$.

Для водопроводов приводится в зависимости от средней скорости движения воды и материала трубопровода.

Решив относительно потерь напора по длине потока, получим

$$h_{дл} = \theta_2 Q^2 l / \kappa_{KB}^2 = \theta_2 Q^2 L A_{KB}$$

где $\theta_2 = 1 / \theta_1^2$.

l – длина рассматриваемого участка трубопровода, м;

L – тоже, в км;

$A_{KB} = 1000 / \kappa_{KB}^2$ – удельное сопротивление трубопровода на 1 км длины.

В практике, кроме транзитного расхода, водоразбор может производиться и по длине трубопровода. В простейшем случае расход по длине трубопровода уменьшается на постоянную величину $q = Q/l$. При расчете таких трубопроводов вводится понятие расчетного расхода [1. с.265]

$$Q_{расч} = Q_T + 0,55 Q_P$$

где Q_P , – расход непрерывной раздачи вдоль трубопровода.

Эта формула справедлива для любого типа распределения расхода: транзитного $Q_{расч} = Q_T$; с непрерывной раздачей $Q_{расч} = 0,55 Q_P$, или смешанного.

3. Гидравлический расчет длинных трубопроводов при их последовательном и параллельном соединениях

При последовательном соединении труб разных диаметров (см. рис. 1), потери напора по длине складываются из суммы потерь на отдельных участках

$$h_{дл} = h_{дл_1} + h_{дл_2} + \dots + h_{дл_n} = \sum_{i=1}^{i=n} h_{дл_i}$$

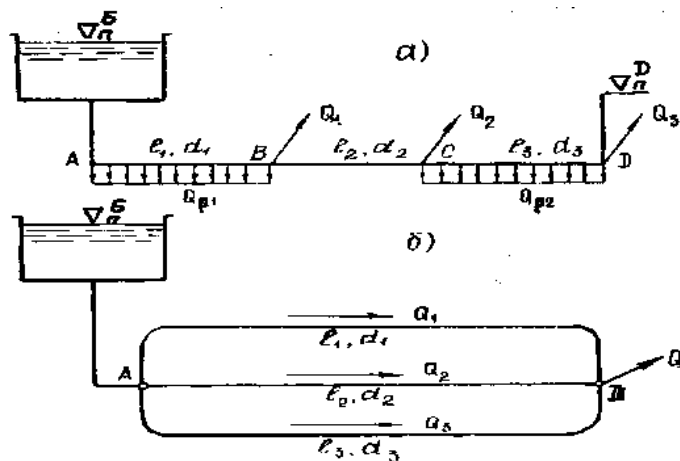


Рис. 1. Схемы соединения труб в трубопроводе:
а) последовательное соединение; б) параллельное соединение

Если по трубопроводу рас-

ход транспортируется транзитом через все участки, то его величина определяется по формуле

$$Q = \sqrt{\frac{h_{ДЛ}}{\sum_{i=1}^{i=n} \theta_{2i} A_{KB_i} L_i}}$$

При параллельном соединении труб разных диаметров (рис. 1) расход складывается из суммы расходов на отдельных линиях

$$Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = \sum_{i=1}^{i=n} Q_i ,$$

а потери удельной энергии по длине одинаковы для всех параллельных линий. Определяются потери по формуле

$$h_{ДЛ} = \frac{Q^2}{\left(\sum_{i=1}^{i=n} \frac{\theta_{1i} k_{KBi}}{\sqrt{l_i}} \right)^2} ,$$

Лекция 7, 8, 9.

Тема: Гидравлические машины

1. Классификация гидравлических машин
2. Классификация насосов
3. Классификация центробежных насосов
4. Принцип действия центробежного насоса
5. Осевые силы рабочих колес и способы их уравнивания
6. Параллельная работа двух насосов
7. Последовательная работа насосов
8. Кавитация в лопастных насосах
9. Конструкция осевых насосов
10. Сводный график рабочих полей
11. Поршневые насосы
12. Способы уменьшения неравномерности подачи поршневого насоса

1. Классификация гидравлических машин

Гидравлическими машинами называются устройства, которые служат для преобразования механической энергии двигателя в энергию перемещаемой жидкости (насосы) или для преобразования гидравлической энергии потока жидкости в механическую энергию.



2. Классификация насосов

Динамические насосы преобразуют механическую энергию приводного электродвигателя преимущественно в кинетическую энергию потока рабочей жидкости за счет увеличения ее скорости.

К динамическим относят насосы, перемещающие жидкость посредством увеличивающего ее кинетическую энергию силового воздействия (лопатки и лопасти рабочего колеса, внешнее силовое поле, внешний поток, обладающий большей кинетической энергией и т. п.).



Характерная особенность динамических насосов – перемещающаяся в них жидкость имеет постоянное сообщение с входным и выходным патрубками, что конструктивно отличает их от насосов второй группы – объемных.

К динамическим относятся лопастные насосы, электромагнитные (использующие магнитное поле для ускорения потока жидкости, а также насосы, использующие силы трения и инерции (струйные, вихревые, шнековые, червячные и т. п.).

Особую группу широко распространенных динамических насосов составляют насосы лопастные, передающие энергию жидкости посредством вращающегося рабочего органа – лопастного колеса. Передача энергии в таких насосах осуществляется при динамическом взаимодействии лопастей колеса с обтекающей их жидкостью.

К лопастным относятся насосы центробежные, осевые и диагональные.

Центробежными называют лопастные насосы с движением жидкости через рабочее колесо от центра к периферии, осевыми – лопастные насосы с движением жидкости через рабочее колесо вдоль его оси.

Объемные насосы предназначены для преобразования механической энергии приводного электродвигателя преимущественно в потенциальную энергию потока рабочей жидкости за счет увеличения ее давления.

К объемным относят насосы, принцип работы которых основан на увеличении внешнего давления на замкнутый объем жидкости со стороны ограничива-

ющих замкнутый объем поверхностей, и периодическим вытеснением жидкости из замкнутого объема в выходной патрубок (напорную магистраль).

Увеличение давления осуществляется за счет уменьшения замкнутого объема по пути переноса жидкости от входной (питающей) магистрали к напорной магистрали. При этом замкнутый объем попеременно сообщается то с входом (питающей магистралью), то с выходом (напорной магистралью).

Примеры наиболее распространенных конструкций объемных насосов: поршневые, плунжерные, диафрагменные, роторные и шестеренные.

3. Классификация центробежных насосов

Все существующие центробежные насосы можно разделить на следующие группы:

- 1) по способу отвода воды:
 - а) простые (без направляющего аппарата);
 - б) турбинные (с направляющим аппаратом);
- 2) по числу рабочих колес:
 - а) одноступенчатые;
 - б) многоступенчатые;
- 3) по подводу воды:
 - а) с односторонним подводом;
 - б) с двусторонним подводом;
- 4) по положению вала:
 - а) с горизонтальным валом;
 - б) с вертикальным валом;
- 5) по развиваемому напору:
 - а) низконапорные (напор до 20 м);
 - б) средненапорные (напор от 20 до 60м);
 - в) высоконапорные (напор более 60м);
- б) по характеру перекачиваемой жидкости:
 - а) водопроводные;
 - б) фекальные;
 - в) грунтовые;
 - г) кислотные и т. п.

4. Принцип действия центробежного насоса

Основным рабочим органом центробежного насоса, является свободно вращающееся внутри корпуса колесо, насаженное на вал. Рабочее колесо состоит из двух дисков (переднего и заднего), отстоящих на некотором расстоянии друг от друга. Между дисками, соединяя их в единую конструкцию, находятся лопасти, плавно изогнутые в сторону, противоположную направлению вращения колеса. Внутренние поверхности дисков и поверхности лопастей образуют так называемые межлопастные каналы колеса, которые при работе насоса заполнены перекачиваемой жидкостью.

Жидкость поступает через отверстие в переднем диске рабочего колеса по всасывающему патрубку и всасывающему трубопроводу. Движение жидкости по всасывающему трубопроводу происходит вследствие разности давлений над свободной поверхностью жидкости в приемном бассейне (атмосферное) и в центральной области колеса (разрежение). Для отвода жидкости в корпусе насоса имеется расширяющаяся спиральная камера (в форме улитки), куда и поступает жидкость, выбрасываемая из рабочего колеса. Здесь, происходит преобразование части кинетической энергии в потенциальную, что способствует повышению напора. Спиральная камера (отвод) переходит в короткий диффузор, образующий напорный патрубок, соединяемый обычно с напорным трубопроводом.

В качестве привода центробежного насоса можно использовать любой высокооборотный двигатель. Чаще всего для этой цели применяют электродвигатели.

Тип К и КМ

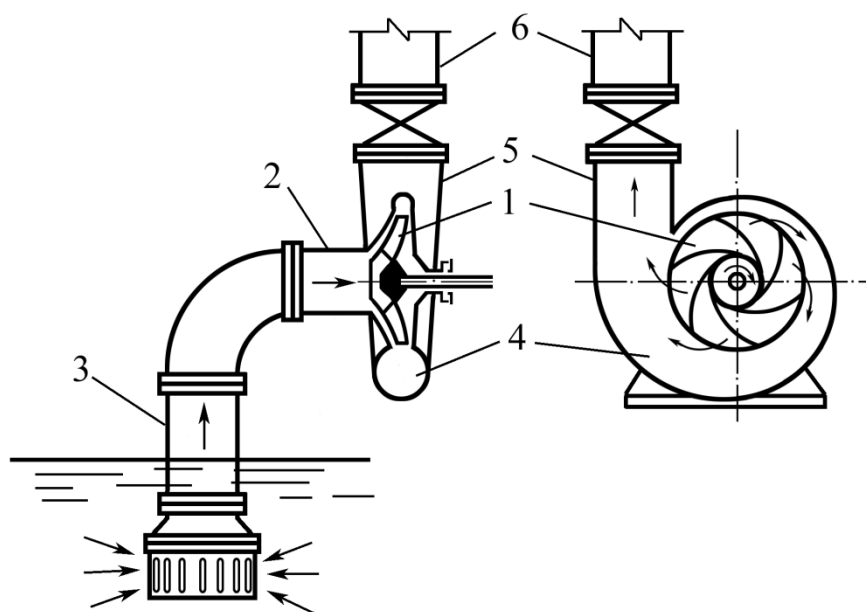


Рис. 5.1. Схема центробежного насоса.

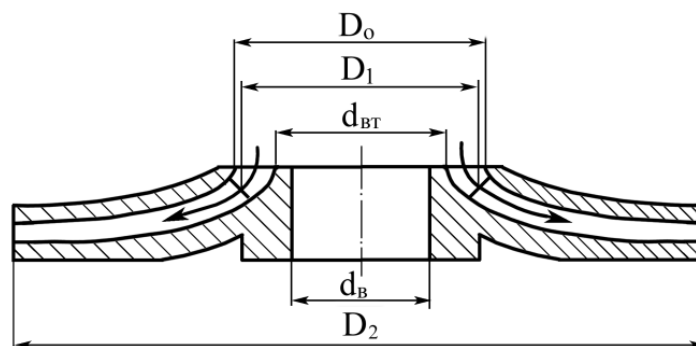


Рис. 5.2. Рабочее колесо насосов типа К (КМ).

Достоинства консольных насосов:

Компактность и малая металлоемкость

Большой диапазон изменения напора и расхода

Простая конструкция и отсутствие сложности в техническом обслуживании

Недостатки:

При работе насоса возникают осевые усилия, сдвигающие рабочее колесо в сторону электродвигателя

Тип Д и НД

Насосы типа Д и НД центробежные, одноступенчатые, горизонтальные, с закрытым лопастным колесом и двусторонним входом жидкости.

Корпус насоса представляет собой сложную чугунную отливку с входным патрубком, спиральным отводящим каналом и напорным патрубком. Входной и напорный патрубки расположены в нижней части корпуса и направлены в противоположные стороны. Такое расположение патрубков, а также горизонтальный разъем корпуса позволяют осматривать, ремонтировать и заменять различные детали без демонтажа насоса.

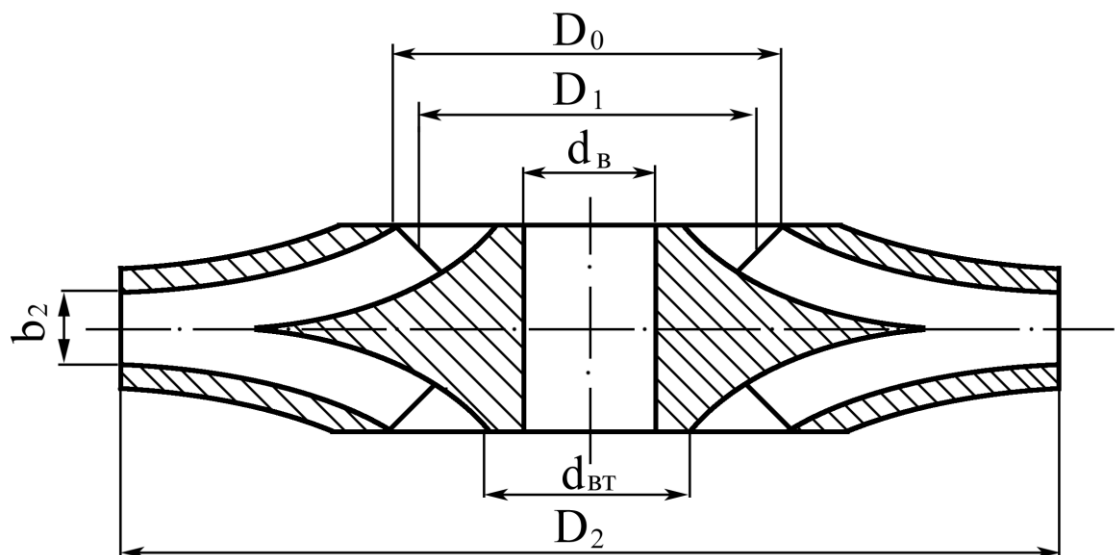


Рис. 5.3. Рабочее колесо насоса типа Д (НД).

Достоинства насосов типа Д

Рабочее колесо с двусторонним входом жидкости имеет ряд преимуществ по сравнению с колесом одностороннего входа: увеличена подача, уравновешено давление жидкости на колесо.

Горизонтальный разъем корпуса позволяет проводить ремонтные работы без демонтажа

Недостатки:

Насосы имеют сложную отливку корпуса и более громоздки по сравнению с насосами типа К

5. Осевые силы рабочих колес и способы их уравнивания

Есть несколько способов, чтобы уравновесить силу центробежного насоса.

Наиболее простым способом является использования упорного или радиально-упорного подшипника (насос типа К и КМ). Очевидно, этот способ имеет определенные ограничения, такие как величина осевой силы, и соответственно размер подшипника, его тепловыделение и срок службы.

Второй способ, это использование рабочего колеса с двойным всасыванием (насос типа Д и НД), которое, по своей сути, является сбалансированным по своей осевой силе из-за своей геометрической и гидравлической симметрии. В теории в данном случае – радиально-упорные подшипники не нужны, но на практике есть небольшая остаточная тяга, которая проявляется от небольших отличий в геометрии рабочего колеса, контуров улитки, переходных режимов потока и монтажа всасывающего трубопровода.

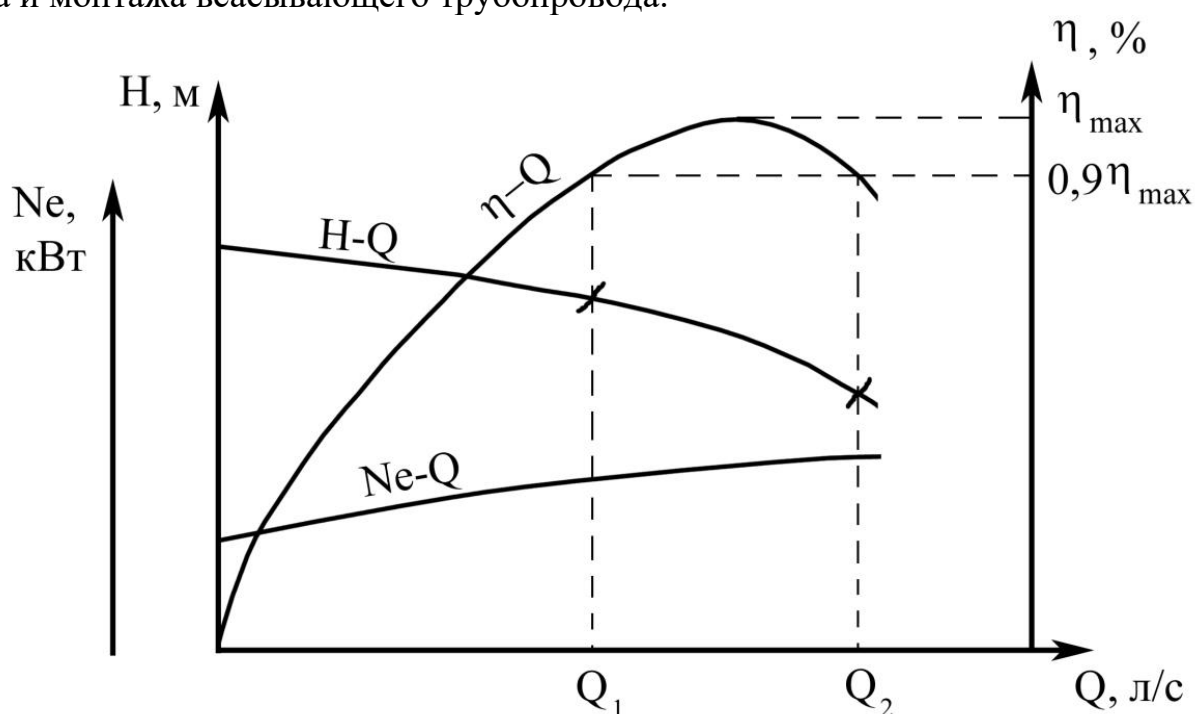


Рис. 5.4. Рабочие характеристики центробежного насоса.

6. Параллельная работа двух насосов

Насосы соединяют параллельно с целью увеличения расхода при том же напоре. Они могут работать каждый на свой трубопровод (рис.5.5, а) или вдвоем на один (рис. 5.5, б).

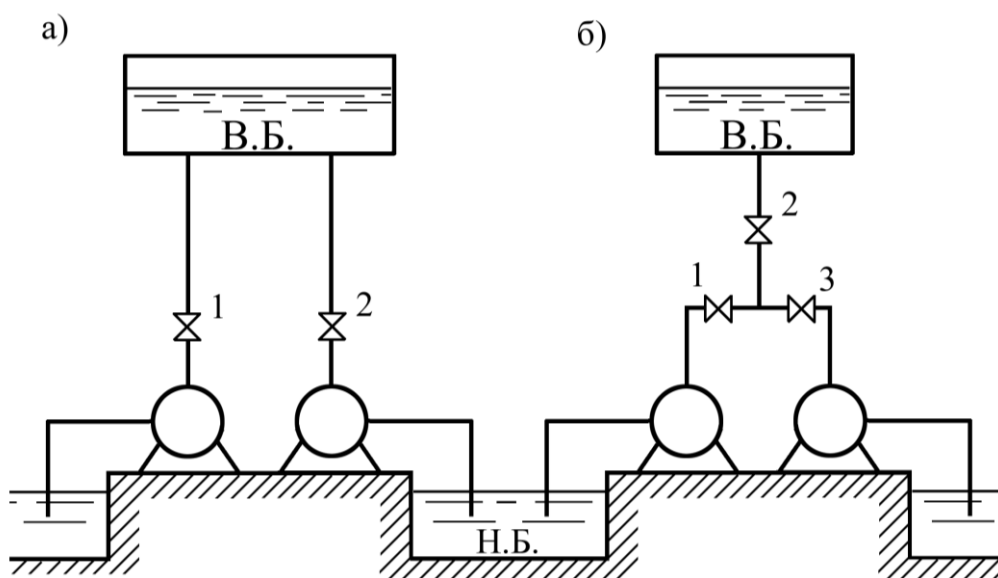


Рис. 5.5. Схема совместной работы двух центробежных насосов: а – каждого на свой напорный трубопровод; б – параллельная работа на общий напорный трубопровод.

Схема б, изображенная на рис. 4.1, предпочтительнее, так как экономится одна нитка напорного трубопровода. Однако недостаток ее в том, что из-за значительно возросших потерь напора (ведь по одной нитке должен проходить удвоенный расход) в напорном трубопроводе напора насосов недостаточно для их преодоления. Поэтому трубопровод пропустит только такой расход, потери напора при котором смогут преодолеть насосы, т. е. меньше, чем удвоенный. Проследим это на характеристике (рис.5.6).

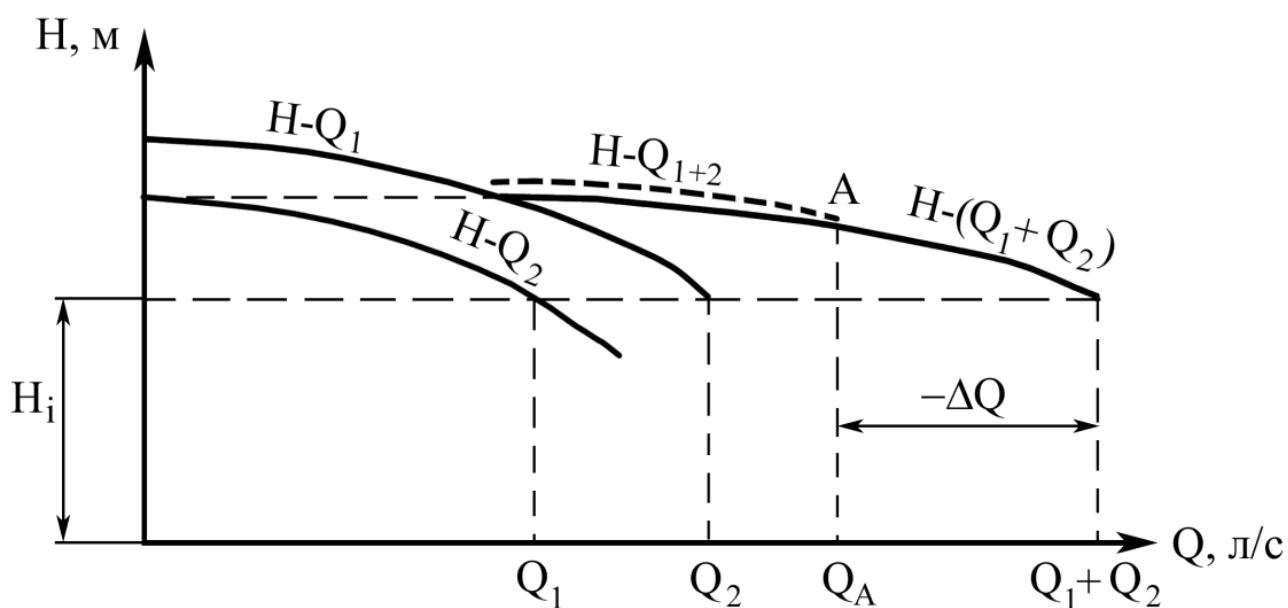


Рис. 5.6. Суммарные характеристики для двух центробежных насосов, работающих параллельно.

7. Последовательная работа насосов

Насосы соединяют для работы последовательно с целью подачи заданного расхода при увеличенном напоре. Это можно осуществить либо по схеме а (рис.5.7), либо по схеме б. В первом случае каждый насос работает на свой трубопровод, а во втором - на общий.

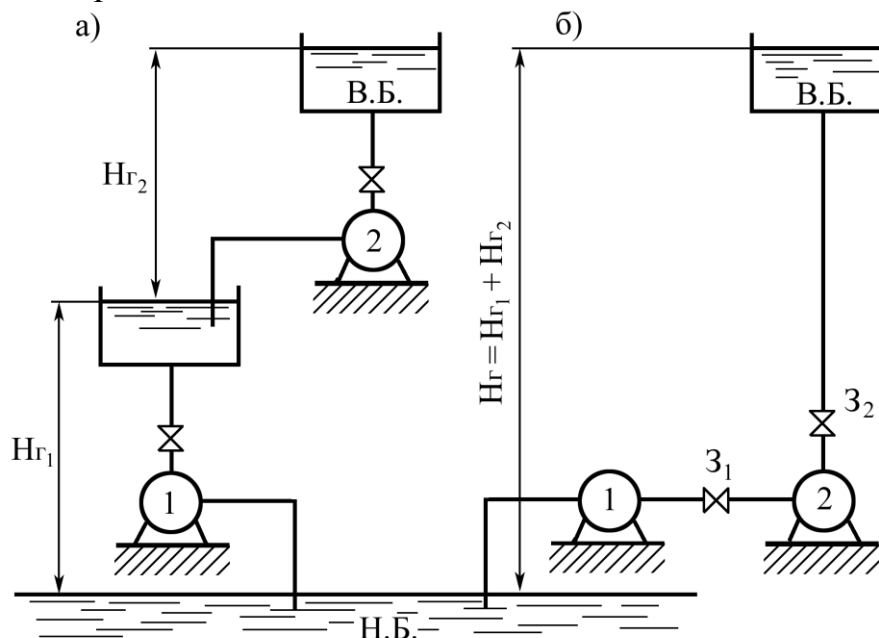


Рис. 5.7. Схемы последовательной работы двух центробежных насосов:
а – каждого на свой напорный трубопровод;
б – на общий трубопровод.

Если они будут работать каждый на свой трубопровод, то при любом расходе, который проходит сначала по напорной трубе 1-го насоса, а потом 2-го, напоры, развиваемые насосами, будут складываться. Так, при $Q=0$ суммарный напор будет равен $H_1 + H_2$, а при $Q_{\max}$ - соответственно $H_1 + H_2$.

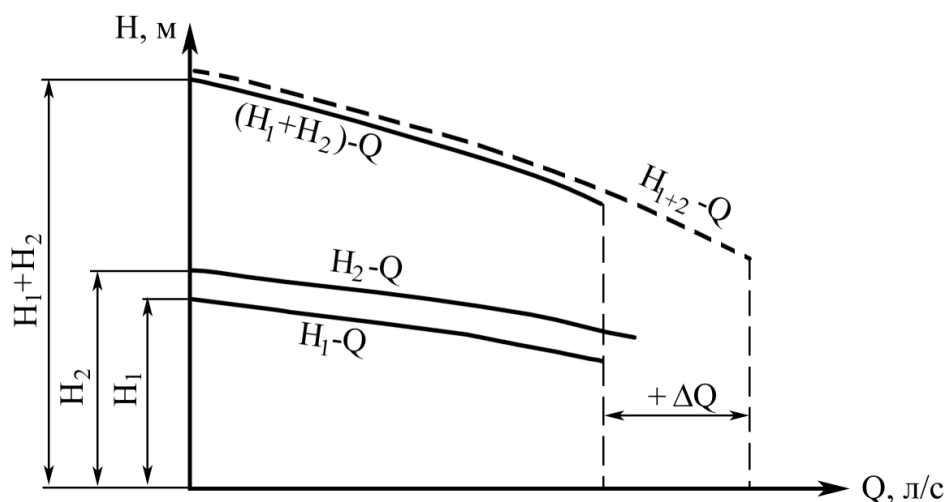


Рис. 5.8. Суммарные характеристики при последовательной работе двух центробежных насосов.

8. Кавитация в лопастных насосах

Кавитация представляет собой процесс нарушения сплошности потока жидкости, который начинается на тех участках, где давление понижается до критического (давления парообразования) и заканчивается на участках с давлением больше критического. В местах пониженного давления жидкость закипает, в результате чего образуются пузырьки газа, выделяющегося из воды. Эти пузырьки, попадая в зону повышенного давления, схлопываются, частицы жидкости устремляются в микропустоты и, сталкиваясь друг с другом, вызывают локальные гидроудары. Газ снова растворяется в воде, а частицы жидкости, заполняя микропустоты, находящиеся у стенок проточной части насоса, ударяют по металлу, что приводит к его разрушению. Таким образом, явление кавитации отрицательно сказывается на работе насоса, делая ее неустойчивой и разрушая насосную установку.

Кавитация может быть **профильной**, возникающей из-за неверно очерченного профиля проточной части, **щелевой**, возникающей из-за конструктивных недоработок, и **шероховатой**, которая возникает из-за чрезмерной шероховатости стенок проточной части насоса. За этим следят проектировщики и завод – изготовитель.

При эксплуатации насосов возникновение кавитации возможно по следующим причинам:

- 1) завышенная высота всасывания, т.е. насос установлен на большом удалении от воды;
- 2) низкое атмосферное давление на поверхности воды;
- 3) высокая температура перекачиваемой жидкости;
- 4) большие сопротивления во всасывающей трубе из-за неверно подобранного ее диаметра или из-за большой длины и местных сопротивлений;
- 5) негерметичность всасывающей линии.

Основная мера предупреждения кавитации – правильный выбор геометрической высоты всасывания.

Дополнительные меры: увеличение давления на поверхности воды в нижнем бьефе, понижение температуры жидкости, уменьшение длины всасывающих труб и т.д.

9. Конструкция осевых насосов

В осевом лопастном насосе жидкость перемещается в основном вдоль оси вращения рабочего колеса (рис. 5.9). Рабочее колесо осевого насоса похоже на винт корабля. Оно состоит из втулки 1, на которой закреплено несколько лопастей 2. Отводом насоса служит осевой направляющий аппарат 3, с помощью которого устраняется закрутка жидкости, и кинетическая энергия ее преобразуется в энергию давления. Осевые насосы применяют при больших подачах и малых давлениях.

Осевые насосы могут быть жестколопастными, в которых положение лопа-

стей рабочего колеса не изменяется, и поворотными-лопастными, в которых положение рабочего колеса может регулироваться.

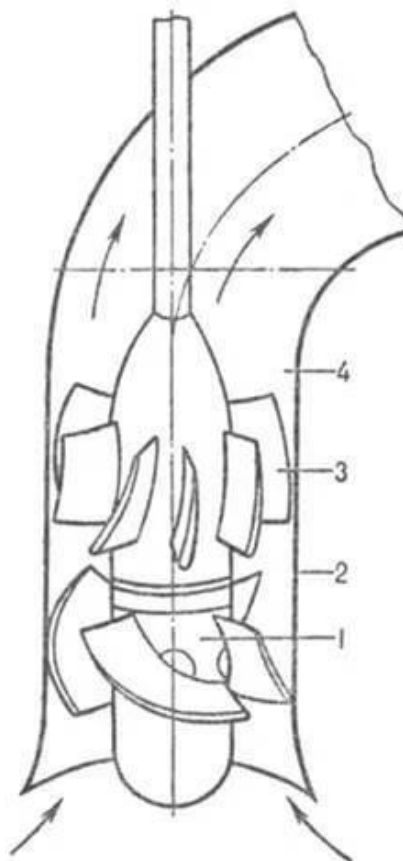


Рис. 5.9. Схема осевого насоса

10. Сводный график рабочих полей

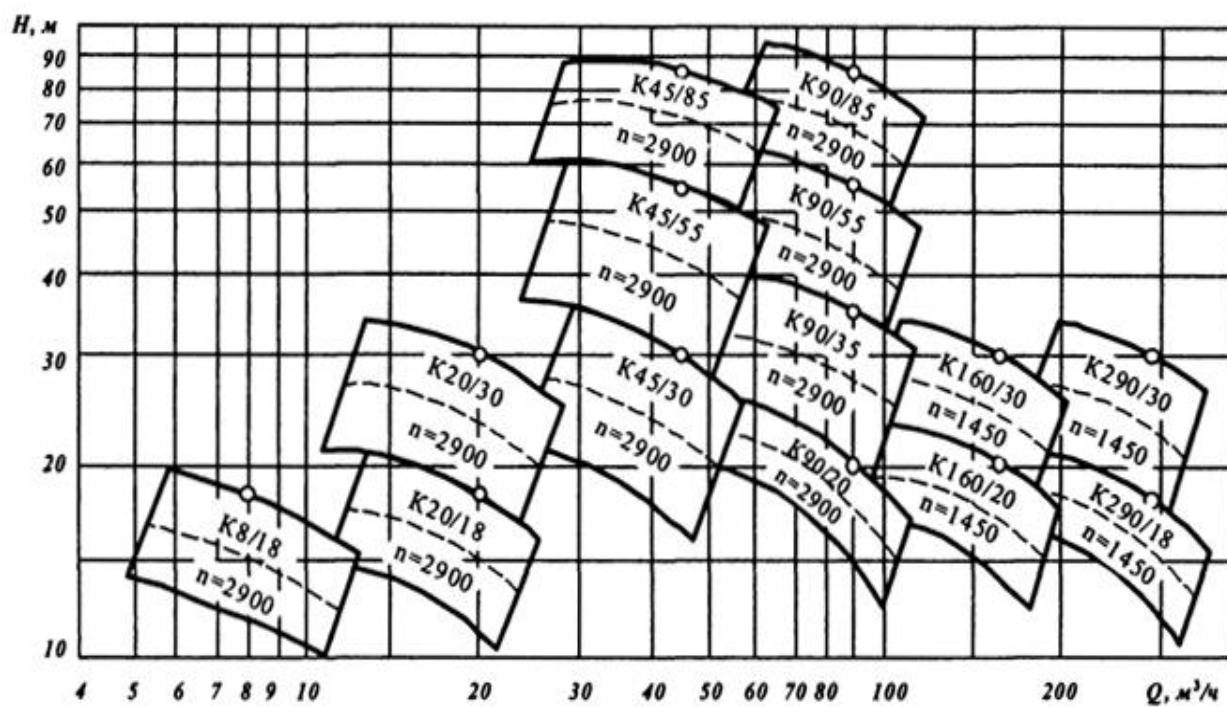


Рис. 5.10. Сводный график рабочих полей

11. Поршневые насосы

Поршневые насосы относятся к числу объемных насосов, в которых перемещение жидкости осуществляется путем ее вытеснения из неподвижных рабочих камер вытеснителями. Рабочей камерой объемного насоса называют ограниченное пространство, попеременно сообщаемое со входом и выходом насоса. Вытеснителем называется рабочий орган насоса, который совершает вытеснение жидкости из рабочих камер (плунжер, поршень, диафрагма).

Классифицируются объемные насосы по следующим показателям:

- 1) по типу вытеснителей: плунжерные, поршневые и диафрагменные;
- 2) по характеру движения ведущего звена: возвратно-поступательное движение ведущего звена; вращательное движение ведущего звена (кривошипные и кулачковые насосы);
- 3) по числу циклов нагнетания и всасывания за один двойной ход: одностороннего действия; двухстороннего действия.
- 4) по количеству поршней: однопоршневые; двухпоршневые; многопоршневые.

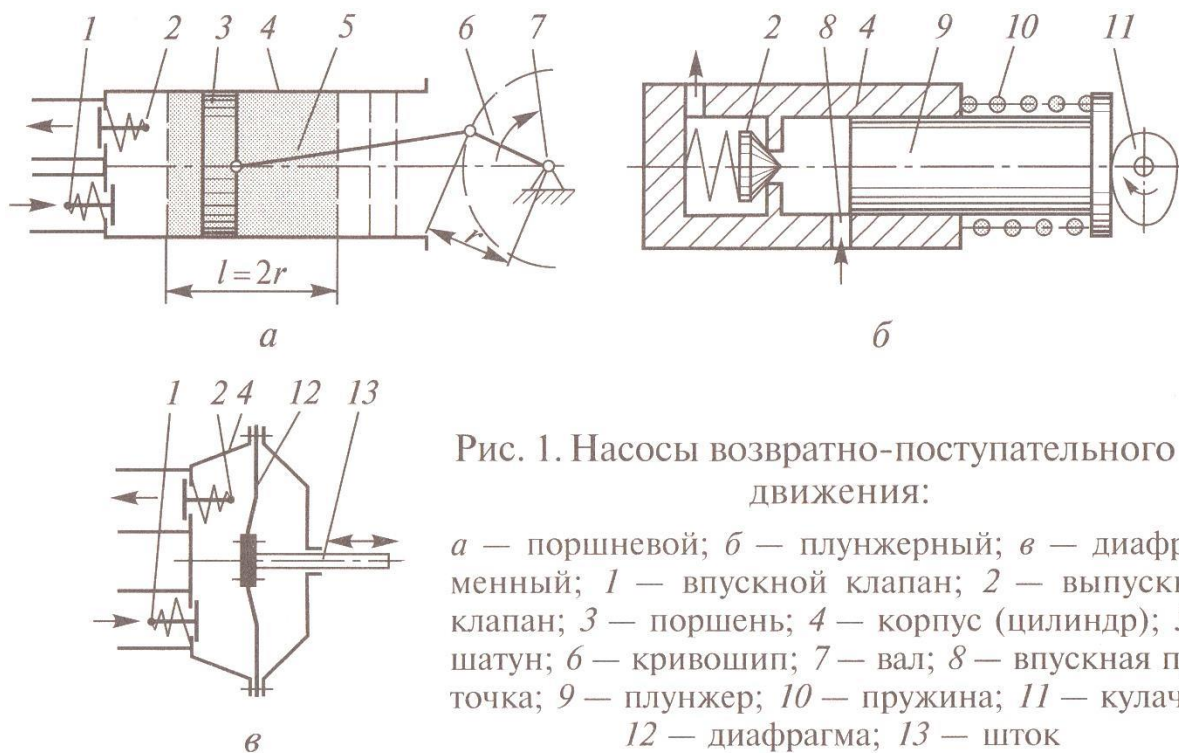
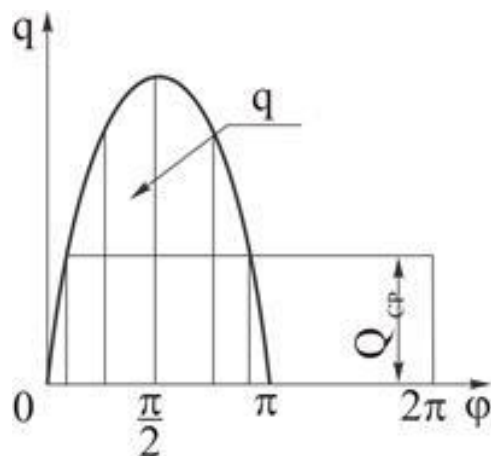


Рис. 1. Насосы возвратно-поступательного движения:

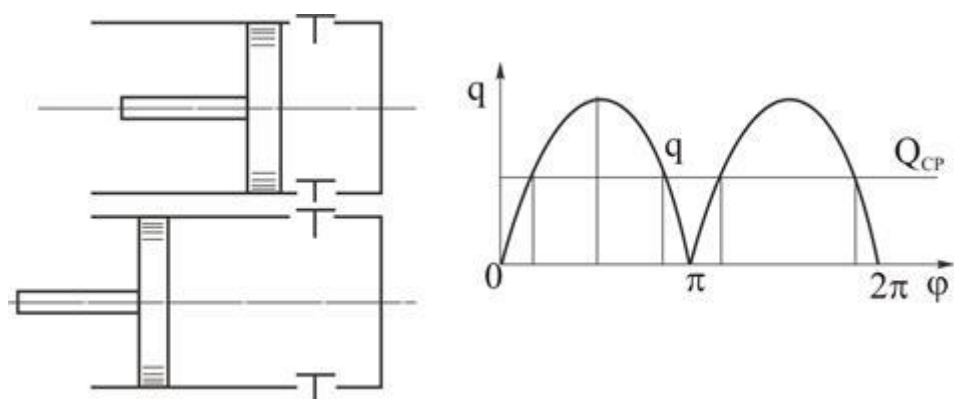
a — поршневой; *б* — плунжерный; *в* — диафрагменный; 1 — впускной клапан; 2 — выпускной клапан; 3 — поршень; 4 — корпус (цилиндр); 5 — шатун; 6 — кривошип; 7 — вал; 8 — впускная проточка; 9 — плунжер; 10 — пружина; 11 — кулачок; 12 — диафрагма; 13 — шток

12. Способы уменьшения неравномерности подачи поршневого насоса

На рисунке представлена схема и график подачи однопоршневого насоса одностороннего действия, из которого видно, что за ход нагнетания мгновенная подача изменяется от нуля до максимальной и снова падает до нуля.



Рассмотрим график подачи двухпоршневого насоса одностороннего действия (рисунок). У такого насоса для обеспечения более равномерной подачи необходимо сдвинуть поршни на ход, т.е. кривошипы должны иметь сдвиг на 180.



Для однопоршневого насоса двухстороннего действия (рисунок)

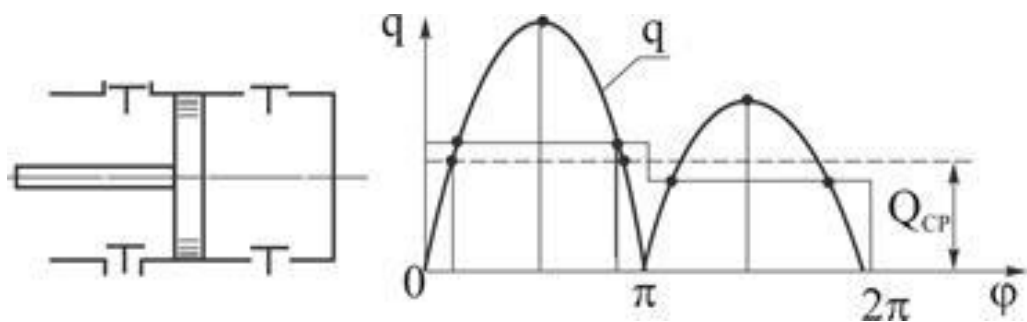


График подачи трехпоршневого насоса изображается в виде трех синусоид,

сдвинутых относительно друг друга на 120°

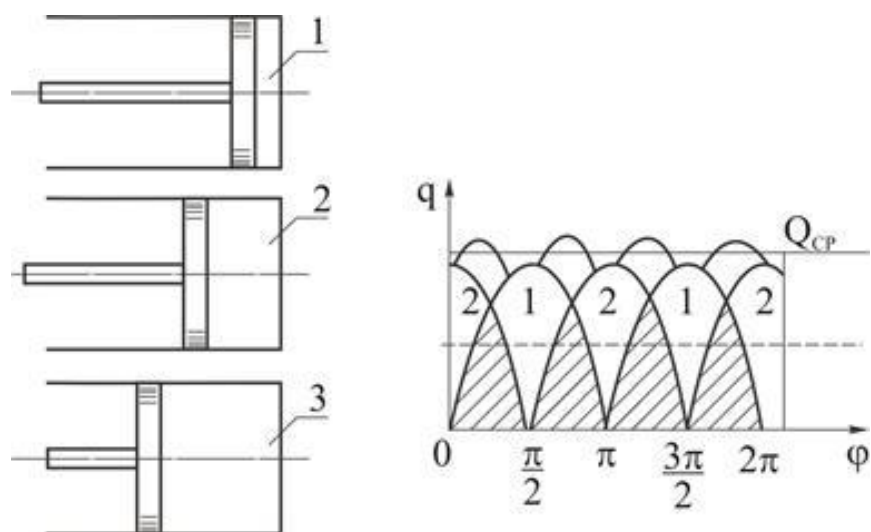
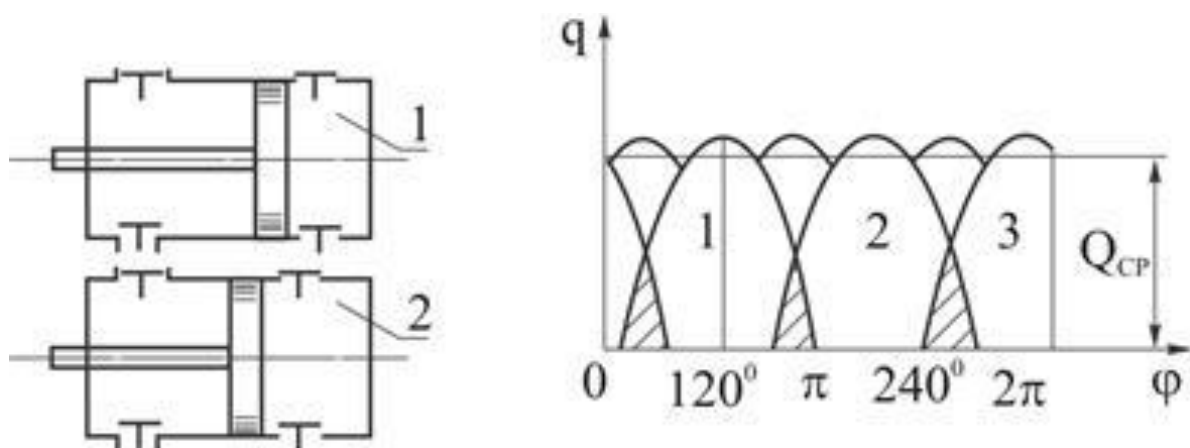


График подачи насоса, имеющего четыре рабочих камеры строится из условия, что кривошипы двух цилиндров расположены под 90°



Второй способ уменьшения неравномерности подачи – это применение воздушных колпаков. Их устанавливают два – один на всасывающей линии, второй – на нагнетательной линии (рис.).

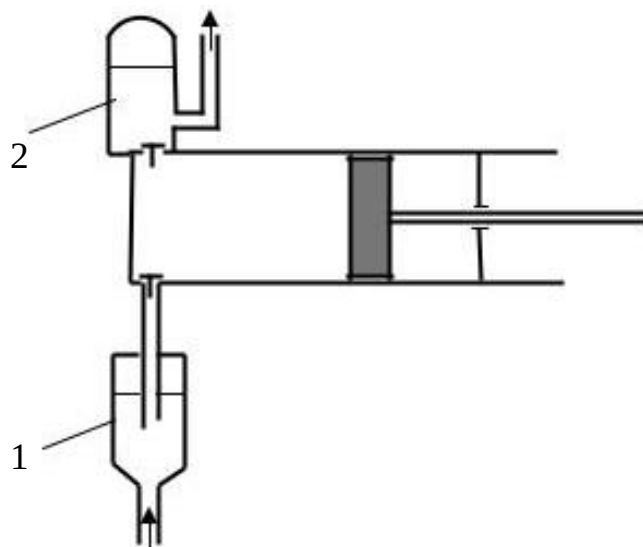


Рис. Пневмогидравлические аккумуляторы

Выравнивание подачи основано на двух эффектах: на эффекте сжимаемости воздуха и инерционности движущейся жидкости. Когда в цилиндре создается разрежение, жидкость поступает как из всасывающего трубопровода, так и из колпака 1, что приводит к снижению максимального разрежения. После перекрытия всасывающего клапана жидкость продолжает двигаться в колпак 1, уменьшая разрежение до нуля.

Во время хода сжатия вода поступает как в нагнетательную линию, так и в колпак 2, сжимая в нем воздух. Тем самым сглаживается максимальная пульсация давления. При снижении избыточного давления жидкость начинает поступать из колпака 2 в нагнетательную линию, что также ведет к сглаживанию кривой подачи (рис.).

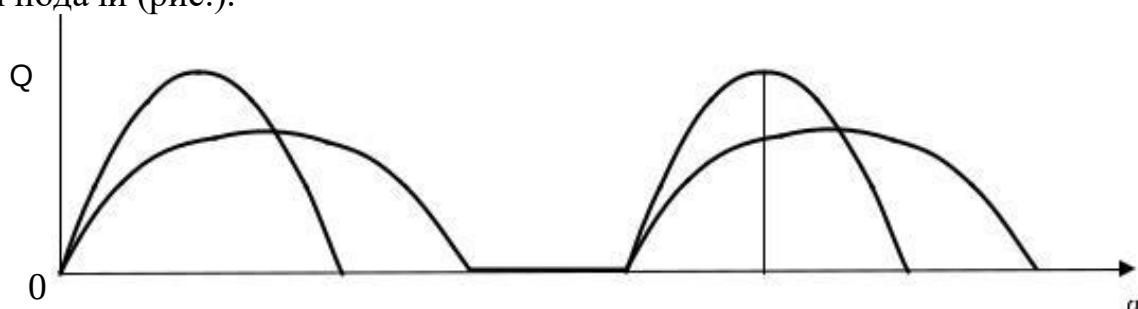


Рис. Изменение подачи за счет воздушных колпаков.