МИНИСТЕРСТВО ТРАНСПОРТА РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИИ
Кафедра аэродинамики, конструкции и прочности летательных аппаратов

Л. Г. Клемина

ГИДРАВЛИКА САМОЛЕТНЫХ СИСТЕМ

Разрешено к изданию в качестве
учебного пособия для студентов
специальности 160601

Москва 2009

Введение

Гидравлика - это наука, изучающая законы, которым подчиняется жидкость, находящаяся в состоянии покоя или движения, и способы приложения этих законов к решению инженерных задач.

Физико-механические свойства жидкостей

Жидкостью называется такое физическое тело, которое не может находиться в состоянии равновесия, если на него действует касательные усилия, даже сколько угодно малой величины. Способность деформироваться под действием ничтожно малых сил называется текучестью жидкости.

Жидкости занимают промежуточное положение между твердыми телами и газами. С последними у них есть много общего, но есть и принципиальные отличия.

Все реально существующие жидкости, как и газы, обладают способностью уменьшать свой объем под действием сжимающих сил. Это свойство называется сжимаемостью.

Газы также называются жидкостями, но так как они сжимаются в значительно большей степени, чем жидкости, то, желая это подчеркнуть, их называют сжимаемыми жидкостями.

Сжимаемость характеризуется коэффициентом объемного сжатия, равным отношению относительного изменения объема $\frac{\Delta W}{W}$ к изменению давления Δp

$$\beta = \frac{\frac{\Delta W}{W}}{\Delta P} = \frac{1}{\Delta P}\frac{\Delta W}{W}\left[\frac{м^2}{н}\right] = \frac{1}{E_ж}$$

где $E_ж$ - модуль упругости жидкости.

Объем жидкости изменяется также с изменением температуры. Ясно, что при этом изменяются объемный вес γ и плотность жидкости ρ, т.к. для однородной жидкости

$$\gamma = \frac{\mathrm{G}}{\mathrm{W}},\, а\ \rho = \frac{m}{W}\ или\ \gamma = \frac{mg}{W} = \rho g$$

где G - вес; m - масса жидкости.

Важной характеристикой жидкости является вязкость. Вязкостью называется способность жидкости сопротивляться деформации сдвига, т.е. скольжению соседних слоев друг относительно друга. При таком скольжении, имеющим место при ламинарном режиме течения жидкости, между слоями возникает сила внутреннего трения, которая согласно гипотезе Ньютона прямо пропорциональна площади соприкосновения слоев S и градиенту скорости dV/dn, т.е. интенсивности изменения скорости в направлении, нормальном к направления движения.

Эта сила зависит от жидкости и не зависит от давления

$$F = -\mu \frac{dV}{dn} S$$

где μ - коэффициент динамической вязкости.

Соответственно касательное напряжение τ, вызванное силой трения F, равно

$$\tau = \mu \frac{dV}{dn}$$

Коэффициент динамической вязкости μ зависит от рода жидкости и ее состояния (t^o) и представляет собой силу внутреннего трения, возникающую на единичной площадке при градиенте скорости, равном единице.

В практических расчетах наряду с коэффициентом динамической вязкости используется также коэффициент кинематической вязкости ν . Эти коэффициенты связаны между собой следующей зависимостью:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu g}{\gamma}$$

(*если* μ характеризует силу, то ν - ускорение, которое по второму закону Ньютона равно силе μ.деленной на массу ρ).

Если учитывать все перечисленные свойства жидкости, то уравнения и расчеты получатся очень сложными и громоздкими, что не всегда рационально. В целях разумного упрочения введено понятие идеальной жидкости. Идеальной жидкостью называется жидкость, при исследовании которой пренебрегают каким-либо ее физическим свойством. Таким свойством может быть, прежде всего, вязкость. Может также рассматриваться жидкость несжимаемая или нерасширяющаяся.

Глава I

ГИДРОСТАТИКА.

§I. Гидростатическое давление и его свойства

В гидростатике рассматривается закон равновесия жидкости и их приложения.

Покоящаяся жидкость находится под действием поверхностных сил, т.е. сил, пропорциональных площадям поверхностей, на которых они действуют, и массовых сил - силы тяжести и силы инерции. Последняя появляется в случае, если жидкость, двигаясь вместе с сосудом, находится в относительном покое.

В результате действия этих сил в жидкости возникает сжимающее напряжение, которое называется гидростатическим давлением. Если разделить сжимавшую силу на величину площади, на которую она действует, то получим среднее гидростатическое давление, т.е. напряжение

$$P_{CP} = \frac{F}{S} = \frac{\Delta F}{\Delta S}$$

В пределе при стремлении ΔS к нулю получим гидростатическое давление в точке

$$P = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta F}{\Delta S} = \frac{dF}{dS}$$

Гидростатическое давление обладает следующими свойствами:

1. Гидростатическое давление всегда направлено по нормали к поверхности или площадке, на которую оно действует. Это свойство легко доказывается от противного. Так, если давление действует не по нормали, то силу давления можно разложить на нормальную и касательную составляющие. Но из определения жидкости известно, что его физическое тело выходит *из* равновесия при появлении даже ничтожно малых касательных усилий, следовательно, в покоящейся жидкости касательных составляющих не должно быть, а гидростатическое давление направлено только по нормали к площадке.

2. Гидростатическое давление в точке во всех направлениях одинаково.

Математическое доказательство того положения можно найти в [l-3], а с точки зрения физики, как будет показано далее, давление в какой-либо точке жидкости зависит от давления на свободной поверхности и давления, создаваемого весом столба жидкости, находящегося над этой точкой. Если через выбранную точку провести поверхность, то давление будет направлено по нормали. При изменении ориентации поверхности, давление, будучи направленным по нормали, изменит свое направление, но останется постоянным по величине, другими словами гидростатическое давление равно во всех направлениях.

В расчетах может использоваться абсолютное давление, в значение которого входит атмосферное давление, или избыточное (манометрическое), представляющее собой разность между абсолютным и атмосферным давлением. Избыточное отрицательное давление называется вакуумом.

§2. Дифференциальное уравнение равновесия жидкости Эйлера.

В жидкости, находящейся в состоянии покоя, выделим элементарный параллелепипед с ребрами dx , dy и dz, параллельными осям координат (рис.1.1). На грани этого параллелепипеда действуют силы давления F_i , а в центре тяжести приложена равнодействующая массовых сил Q .

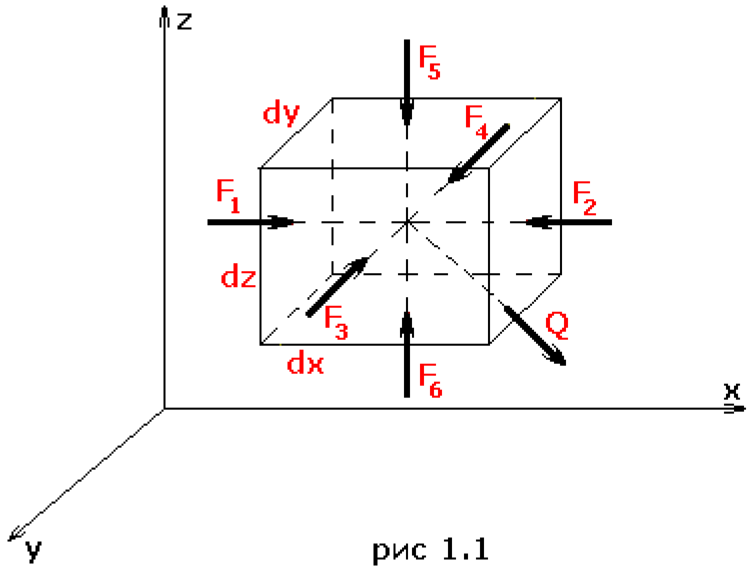

рис 1.1

Условие равновесия жидкости для оси x запишется в виде

$$\sum x=(P_1-P_2)dydz+Q_X=0$$

Так как P=f(x,y,z), а при движении вдоль оси x от одной грани к другой, меняется только одна координата x . то

$$P_2 = P_1 + \frac{\partial P}{\partial x}dx$$

или

$$P_1 - P_2 = -\frac{\partial P}{\partial x}dx$$

Массовая сила для параллелепипеда равна

$$Q_X = mj_X = \rho dxdydz\, j_X$$

отсюда получим

$$\frac{\partial P}{\partial x} - \rho j_X = 0$$

Проведя такие же рассуждения для других осей, будем иметь

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial P}{\partial x} &= \rho\, j_X \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= \rho\, j_Y \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= \rho\, j_Z\end{aligned}\right\}$$

Умножим эту систему уравнений на dx, dy и dz соответственно и, сложив их получим уравнение

$$j_X dx + j_Y dy + j_Z dz = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial x}dx + \frac{\partial P}{\partial y}dy + \frac{\partial P}{\partial z}dz\right)$$

$$\rho\left(j_X dx + j_Y dy + j_Z dz\right) = dP$$

Это и есть уравнения Эйлера.

§ 3.Основное уравнение гидростатики

Если жидкость находится только под воздействием силы тяжести, то

$J_X = 0;\ j_Y = 0;\ j_Z = -g$,

а уравнение равновесия жидкости преобразуется следующим образом

$$dP = -\rho g\, dz = -\gamma dz$$

или

$$d(z + \frac{P}{\gamma}) = 0;$$

$$z + \frac{P}{\gamma} = const;$$

$$z + \frac{P}{\gamma} = H.$$

Это основное уравнение гидростатики. Здесь величина P/γ называется пьезометрическим напором или высотой, а z – геометрическим напором или высотой, т.к. они имеют размерность [м]. Сумма H= z+P/γ называется гидростатическим напором. Отсюда из основного уравнения гидростатики следует, что сумма пьезометрического и геометрического напоров для данного объема покоящейся жидкости есть величина постоянная.

Это уравнение справедливо для всех точек, следовательно

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma};$$

$$P_1 = P_2 + \gamma(z_2 - z_1) = P_2 \pm \gamma h$$

т.е. гидростатическое давление, в какой либо точке жидкости равно давлению в любой другой точке плюс-минус произведение объемного веса на глубину погружения этой точки относительно другой.

Для избыточных давлений это равенство так же справедливо, и если точка 2 лежит на свободной поверхности жидкости, то

$$h = \frac{P_{ИЗБ}}{\gamma},$$

т.е. величина пьезометрического напора равна глубине погружения точки от свободной поверхности, а величина z представляет собой расстояние от точки до некоторой произвольной горизонтальной плоскости сравнения (рис1.2).

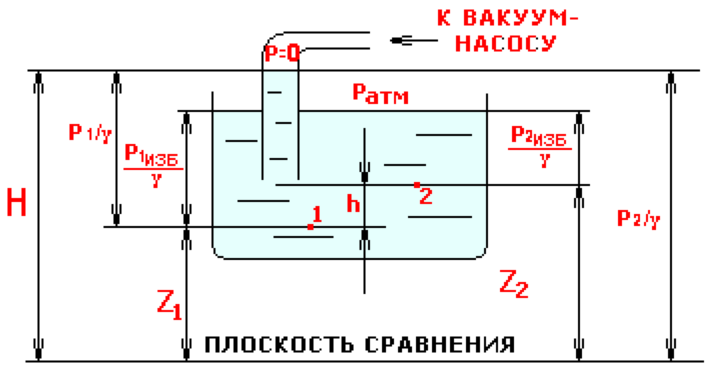

рис 1.2

Если рассматривать абсолютные давления, то величина P/ γ представляет собой расстояние от точки до свободной поверхности, давление на которой равно нулю. Это давление можно создать, например с помощью вакуум-насоса. Свободная поверхность в этом случае будет лежать выше той, на которую действует атмосферное давление.

Итак, с геометрической точки зрения основное уравнение гидростатики утверждает, что сумма пьезометрических и геометрических высот для каждой точки взятого объема есть величина постоянная и равная расстоянию от свободной поверхности до плоскости сравнения.

§ 4.Поверхности равного давления.

Поверхностями равного давления(поверхностями уровня) называются поверхности, давления в каждой точке которых одинаковы, т.е.

$$P = \text{const, а } dP = 0$$

Отсюда из уравнения Эйлера получим

$$j_x\,dx + j_y\,dy + j_z\,dz = 0$$

Это дифференциальное уравнение является уравнением поверхностей уровня. Формально оно представляет собой условие перпендикулярности двух векторов: вектора ускорения массовых сил j с проекциями j_X, j_Y и j_Z и вектора с проекциями dx, dy и dz.Таким образом, это уравнение отражает связь между координатами поверхности уровня и координатами вектора ускорения j.

Так, например, если жидкость находится только под действием силы тяжести, то $j_X = j_Y = 0$, а $j_Z = g$. Последнее уравнение примет вид $g\,dz = 0$.

Следовательно, g z =const, или z = const. Это – уравнение горизонтальной плоскости, перпендикулярной ускорению силы тяжести g.

§ 5.Энергетический смысл основного уравнения гидростатики.

Если возле какой-либо точки жидкости выделить объем весом в 1 [кг] и поднять его на высоту z, то при этом совершится работа в z [кгм], а удельная работа, т.е. работа, совершенная 1 [кг] жидкости, будет равна z [кгм/кг]= z [м]. Поскольку жидкость находится в покое, то геометрический напор z представляет собой потенциальную энергию, удельную энергию положения.

Возьмем точку лежащую в жидкости на глубине $h=P/\gamma$ (рис 1.3). Предположим, что возле этой точки расположен цилиндр с легко перемещающимся поршеньком площадью ΔS, т.к. на поршень действует давление P, то он может переместиться на расстояние ΔL.

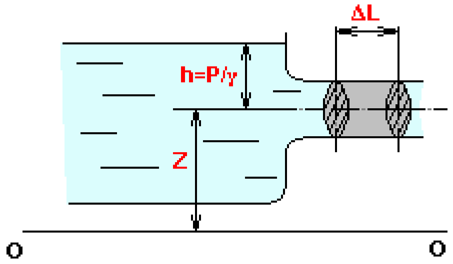

рис 1.3

При этом будет совершена работа $P\Delta S\Delta L$. Ее совершает жидкость, заполняющая объем цилиндра $\Delta S\Delta L$. Вес объема равен $\gamma\Delta S\Delta L$, следовательно, будет совершена удельная работа, равная

$$\frac{P\Delta S\Delta L}{\gamma\Delta L\Delta S} = \frac{P}{\gamma}[м]$$

Коль скоро частица жидкости, расположенная в этой точке, находятся в покое, то она обладает удельной потенциальной энергией давления, равной P/γ.

В этом свете основное уравнение гидростатики представляет собой уравнение баланса энергии. Если, например, сравнить энергии двух частиц жидкости, расположенных на разной высоте, то точка, лежащая выше, обладает большей удельной энергией положения z и меньшей удельной энергией давлены P/γ, тогда как у ниже лежащей точка больше энергия P/γ и меньше z . Полная же энергия каждой частицы, заключенной в данном объеме, одинакова.

§6. Приборы для измерения давления.

Высота P/γ называется пьезометрической высотой, поскольку ее можно измерить с помощью пьезометра, представляющего собой стеклянную трубку, соединенную с сосудом с жидкостью. Свободный конец трубки открыт в атмосферу (рис. 1.4).

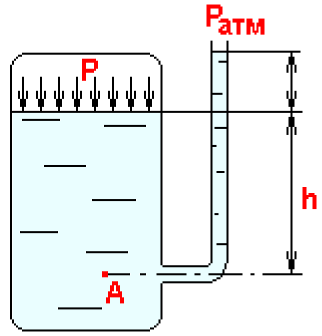

рис.1.4

Дня жидкости, заключенной в трубке, в точке А справедливо

$$P_a = P_{атм} + \gamma(h_n + h)$$

С другой стороны $P_a = P + \gamma h$, следовательно,

$$P = P_{атм} + \gamma h_n; \quad h_n = P_{изб}/\gamma$$

Как видно, пьезометр можно использовать для измерения давления Р.

Пьезометр является чутким прибором, однако он пригоден только для замера небольших давлений (до 0,5 атм), в лаборатории, так как при больших давлениях трубка становится слишком длинной.

§7, Давление жидкости на плоскую стенку.

1. Сила статического давления.

Можно доказать *[3] , что* сила статического давления на плоскую стенку F равна произведению гидростатического давления в центре тяжести Рс этой поверхности на ее площадь S.

$$F = \gamma\, h_c\, S = P_c\, S,$$

где h_c - глубина расположения центра тяжести.

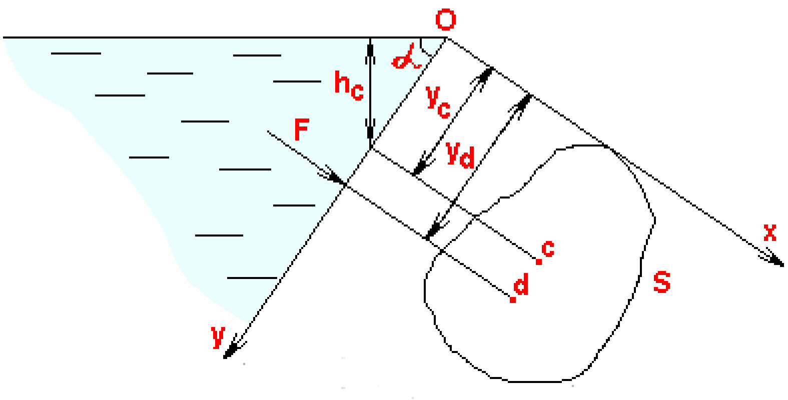

рис.1.5

II. Положение центра давления.

Центром давления называется точка приложения полной силы давления F.

Нетрудно получить [3] выражение для координат центра давления yd. Центр давления лежит ниже центра тяжести (рис. 1.5), т.е. $У_d$ больше $У_c$ на величину $J_0 / У_c\, S$ называемую эксцентриситетом давления.

$$y_d = y_c + \frac{J_0}{y_c S},$$

где J_0 - момент инерции площади вокруг центральной оси.

Следует отметить, что последние выражения получены из избыточного давления $P = \gamma h$. Если рассматривается абсолютное давление $P = P_0 + \gamma h$, то величина P_0 дает дополнительный член $P_0 S$.

$$F = P_0 S + \gamma h_c S = (P_0 + \gamma h_c) S = P_{c\,абс} S$$

Если учитывается P_0, а его бывает необходимо сделать, если давление над свободной поверхностью выше атмосферного, то центр давления может быть найден как точка приложения равнодействующей силы $F = \gamma h_c S$ и силы $F = P_0 S$. Так как, согласно закону Паскаля, давление передается всем точкам поверхности в одинаковой мере, то точка приложения силы $P_0 S$ лежит в центре тяжести плоской стенки.

III. Эпюра давления жидкости на плоскую стенку.

Если плоская стенка имеет прямоугольную форму, то центр давления найти очень просто. Эпюра давления в данном случае представляет собой прямоугольный треугольник, катет которого у основания равен величине γh (рис.1.6). Так как центр тяжести прямоугольного треугольника лежит на 1/3 высоты b, то и центр давления расположен на 1/3 b , считая снизу.

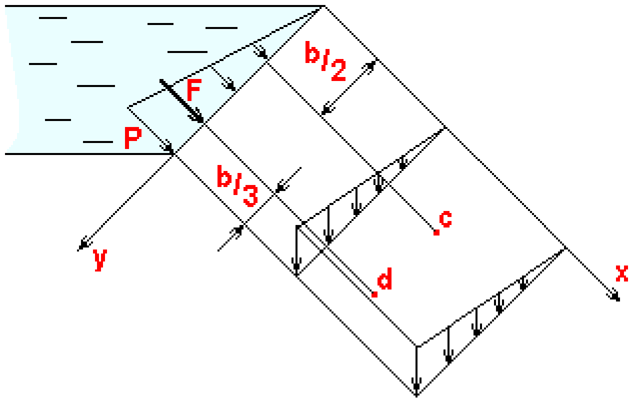

рис.1.6

IV. Сила давления на дно сосуда.

Для горизонтальной стенки, например для дна, сила давления равна

$$F = PS = \gamma HS,$$

т.е. она зависит лишь от высоты столба жидкости и площади дна и не зависит от объема жидкости и формы сосуда (рис.1.7). Это свойство противоречит обычным представлениям, поэтому называется гидростатическим парадоксом.

§8. Давление жидкости на криволинейные поверхности.

Наиболее наглядные рассуждения можно провести для цилиндрической поверхности (рис 1.8)

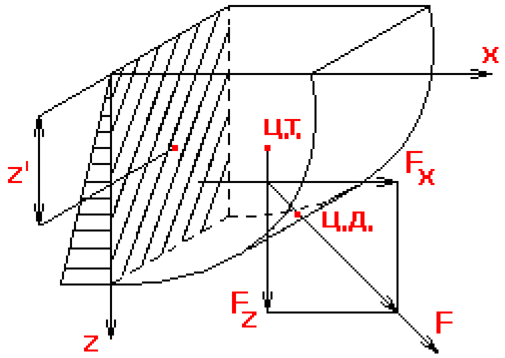

рис 1.8

В этом случае полную силу гидростатического давления F можно разложить на две составляющие; горизонтальную F_x и вертикальную F_z. можно показать [3], что горизонтальная составляющая F_x равна произведению давления P_c' в центре тяжести вертикальной да проекции криволинейной стенки на площадь S_z этой проекции (на рис. 1.8 она заштрихована)

$$F_x = P_c' S_z = \gamma z' S_z$$

где z' - координата центра тяжести вертикальной проекции стенки.

Для того чтобы с физической точки зрения почувствовать зависимость горизонтальной составляющей от площади вертикальной проекции стенки S_z , можно рассмотреть две одинаковые криволинейные стенки, соединенные таким образом, что в первом случае (рис. 1.9а) они образуют менее глубокий сосуд, а в другом - более глубокий (рис. 1.9б). В первом случае горизонтальная составляющая (например, разрывающая сварные швы, с помощью которых образован сосуд) будет меньше (меньше S_{za}), так как больная часть поверхности лежит в области более низкого давления, а во втором - больше (больше S_{zb}) так как давление растет с увеличением глубины, и большая часть поверхности будет лежать в области более высоких давлений.

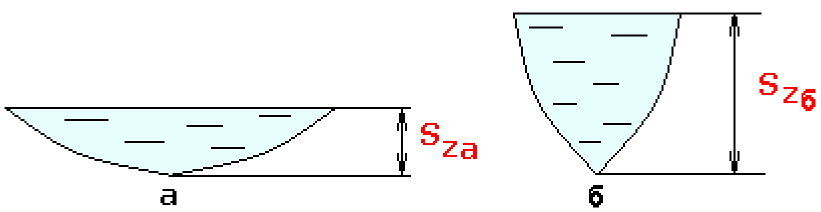

рис 1.9

Зависимость F_x от координаты z' вертикальной проекции стенки может быть показана следующим образом. Пусть оба сосуда имеют одинаковую глубину, но в первом случае вертикальная проекция представляет собой треугольник, изображенный на рис. 1.10а, а во втором – на рис. 1.10б.

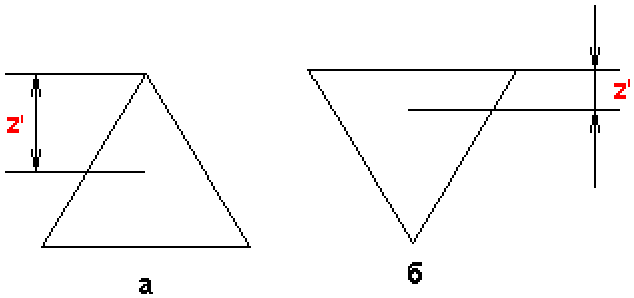

рис 1.10

В первом случае большая часть стенки лежит в области более высокого давления и здесь величина z' и F_x больше, чем в случае б. Таким образом, суть заключается в том, что давление увеличивается с увеличением глубины, и сила F_x будет больше, если большая часть стенки в области высокого давления, т. е. в случае, если больше z' и S_z. Вертикальная составляющая F_z полной силы равна весу $G_{тд}$ тела давления

$$F_Z = \gamma W_{ТД} = G_{ТД}$$

где $W_{тд}$- объем тела давления

Тело давления – это объем, находящийся над криволинейной поверхностью и ограниченной сверху или свободной поверхностью, или ее продолжением.

Тело давления может быть положительным (реальным(рис. 1.11)) или отрицательным (фиктивным(рис. 1.12))

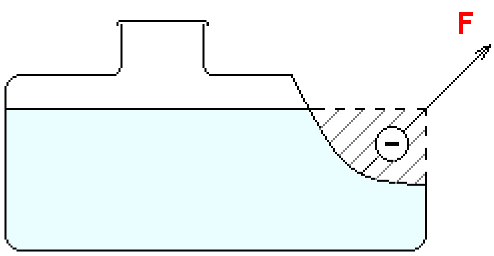

рис.1.11

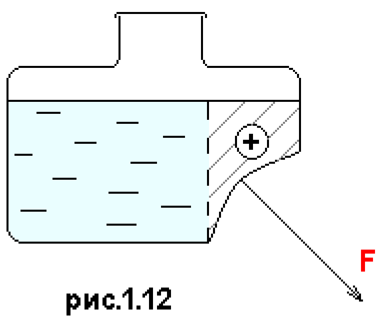

рис.1.12

В общем случае криволинейная поверхность не является цилиндрической, и полная сила имеет горизонтальные составляющие.

Вторая горизонтальная составляющая, перпендикулярная плоскости чертежа, также равна,

$$F_y = \gamma z'' S_y$$

где S_y - площадь проекции криволинейной поверхности на плоскость, параллельную плоскости чертежа;

z″- координата центра тяжести этой проекции.

Соответственно полная сила давления, действующая на производную криволинейную поверхность, будет равна

$$F = \sqrt{F_X^2 + F_Y^2 + F_Z^2}$$

В случае цилиндрической стенки точку приложении силы F,т. е. центр давления, найти нетрудно, так как F_Z действует вертикально вниз из центра тяжести тела давления, а F_X согласно приведенному выражению представляет собой силу давления жидкости на вертикальную стенку, являющуюся вертикальной проекцией рассматриваемой криволинейной поверхности. Поэтому F_X пройдет через центр тяжести эпюры давления жидкости на эту вертикальную стенку, т.е. на высоте 1/3 h от основания эпюры. Зная величины и направления действия составляющих F_Z и F_X нетрудно найти полную силу F. Точка пересечения этого суммарного вектора с криволинейной поверхностью является центром давления.

В общем случае центр давления может быть найден графическим путем.

Если поверхность имеет произвольную форму, то она разбивается на отдельные площадки, для каждой из которых вычисляются все три составляющие полной силы давления. Затем все эти силы суммируется, и в общем случае получается результирующая сила F и результирующая пара L, . Подобным образом рассчитываются бензобаки самолетных систем.

§ 9. Относительный покой жидкости.

Если жидкость вместе с сосудом движется прямолинейно с постоянным ускорением или вращается с постоянной угловой скоростью, то она находится в относительном покое, т.е. будет неподвижной относительно стенок сосуда.

Рассмотрим эти случаи:

Случай I

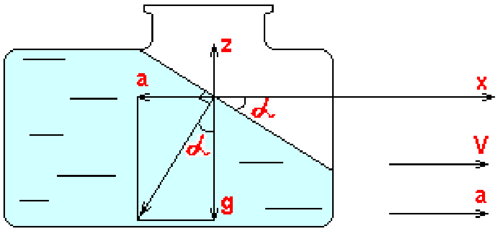

рис.1.13

Самолетный топливный бак движется горизонтально с постоянным ускорением α (рис.1.13). На жидкость при этом действуют ускорения: $j_x = -\alpha$; $j_y = 0$; $j_z = -g$, а дифференциальное уравнение поверхностей уровня принимает вид:

$$-a\,dx - g\,dz = 0$$

т.е.

$$a\,x + gz = \text{const}.$$

Это уравнение представляет собой уравнение плоскости, имеющей угол наклона α:

$$tg\alpha = \frac{dx}{dz} = \frac{a}{g}$$

Таким образом, поверхности равных давлений имеют вид плоскостей, наклоненных к горизонту под углом α и перпендикулярных результирующему вектору j

Случай II

Вращение жидкости вместе с сосудом с постоянной угловой скоростью ω.

Можно получить [3], что распределение давления во вращающемся сосуде характеризуется следующим выражением

$$P = P_0 + \rho \frac{w^2 r}{2}$$

где P_0 - давление на входе в сосуд;

r - радиус.

Это соотношение используется для оценки осевого усилия на рабочем колесе центробежных насосов топливных систем.

Глава II

Гидродинамика.

Гидродинамика изучает законы, которым подчиняется движущаяся жидкость. Эти законы сложнее законов движения твердого тела, поскольку между частицами жидкости нет жесткой связи.

§I. Виды движения жидкости.

Неустановившимся движением навивается такое движение, при котором скорость и давление в любой точке зависят не только от, координат мой точки, но и от времени, т.е.

$$V = f_1(x, y, z, t),$$
$$P = f_2(x, y, z, t).$$

Если при неустановившемся движении в какой-либо точке потока в равные моменты времени замерять мгновенную скорость, то можно получить кривую типа представленной на рис.2.1.

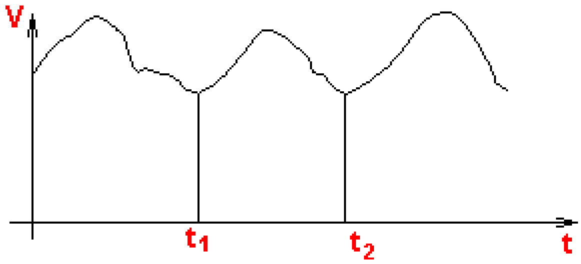

рис.2.1

За период $T=t_1-t_2$ можно произвести осреднение:

$$\overline{V} = \frac{1}{T}\int_0^T \upsilon(t)dt$$

Эта скорость называется местной осредненной. Если скорость и давление в точке не зависят от времени, то движение называется установившимся, т.е.

$$V=f_1(x, y, z),$$
$$P=f_2(x, y, z).$$

Движение жидкости, при котором местная осредненная скорость постоянна V=const, называется квазиустановившимся.

Скорость установившегося движения может не зависеть от координат. Такое движение называется равномерным.

§ 2. Траектория и линия тока.

Траекторией жидкой частицы является, путь, пройденный ею за некоторый промежуток времени.

Для наглядного представления поля скоростей движущейся жидкости введено понятие линии тока.

Линией тока называется линия, проведенная в жидкости таким образом, что касательные, проходящие через каждую ее точку, совпадают с направлением векторов скоростей частиц, лежащих на этой линии в данный момент времени.

Если в движущейся жидкости взять ряд близлежащих точек таким образом, чтобы каждая последующая точка лежала на направлении вектора, скорости предыдущей, то получим линию тока в виде ломаной линии. При бесконечном увеличении числа точек ломаная линия превращается в кривую.

В случае установившегося движения линия тока и траектория совпадают, а неустановившегося – не совпадают друг с другом. Траектория относится к одной лишь частице жидкости, а линия тока соединяет целый ряд частиц. Траектории и линии тока можно сделать видимыми, если на поверхности жидкости рассеять мелкие частицы или ввести в жидкость специальную эмульсию, находящуюся с нею в равновесии. Если множество таких отмеченных частиц сфотографировать с небольшой выдержкой, то на пленке ряд черточек дает представление о линиях тока. Если же отмеченных частиц мало, а выдержка велика, то можно получить траектории этих частиц.

§ 3 Трубка тока. Элементарная струйка и ее уравнение неразрывности. Вихревая линия.

Для дальнейшего изложения необходимо дать следующее определение. Трубкой тока называется поверхность, образованная линиями тока, проходящими через точки бесконечно малого замкнутого контура. Каждой точке контура принадлежит своя линия тока, и частицы могут двигаться вдоль этих линий лишь внутри или вне трубки, т.е. трубка непроницаема. Жидкость, движущаяся в трубке тока, называется струйкой тока. Живым сечением струйки тока называется поверхность, заключенная в трубке тока и нормальная ко всем линиям тока. Расходом называется количество жидкости, проходящее черев живое сечение в единицу времени. Так как сечение струйки весьма мало, то скорость по всему сечению можно считать одинаковой. Соответственно объемный и массовый расходы будут равны.

$$dQ = VdS, \ dM = \rho VdS.$$

Рассмотрим трубку тока и струйку в установившемся потоке жидкости (рис.2.2).

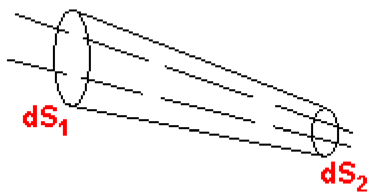

рис.2.2

В таком потоке линии тока со временем не изменяются, следовательно, не изменяется форма трубки тока и струйки. Возьмем два живых сечения dS_1 и dS_2. Если жидкость считать несжимаемой, в потоке нет разрывов, пустот и учесть, что трубка тока непроницаема для частиц жидкости, то через живые сечения dS1 и dS2 в единицу времени должно пройти одинаковое количество жидкости.

$$dS_1 V_1 dt = dS_2 V_2 dt$$
$$dS_1 V_1 = dS_2 V_2.$$

Это равенство представляет собой уравнение неразрывности для элементарной струйки. Оно показывает, что расход во всех сечениях струйки одинаков. Из него можно получить

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{dS_2}{dS_1},$$

т.е. скорости течения жидкости обратно пропорциональны площадям живых сечений.

§ 4. Поток жидкости.

Совокупность струек тока, текущих в данных границах, называется <u>потоком жидкости.</u>

Примером потоков может служить:

а) поток в реке; границами потока в данном случае будут ложе и свободная поверхность. Такой поток называется <u>безнапорным</u>.

б) поток в трубопроводе, не имеющий свободной поверхности. Потоки такого типа называются <u>напорными.</u>

Для потока также существует понятие живого сечения. <u>Живым сечением</u> потока называется поверхность, заключенная в граничные контуры потока и перпендикулярная линиям тока. Естественно, что площадь живого сечения потока равна сумме площадей живых сечений элементарных струек, а расход потока равен сумме расходов элементарных струек

$$Q = \int_S V dS$$

<u>Средней скоростью</u> потока называется такая фиктивная скорость, с которой должны двигаться все частицы жидкости в данном живом сечения, чтобы расход жидкости, проходящей с этой скоростью через сечение, оставался равным расходу, вычисленному по действительным скоростям всех частиц в сечении.

$$V_{cp} = \frac{Q}{S}$$

Ранее было дано определение равномерного движения. Для потока оно характеризуется постоянством скорости вдоль струйки, а также постоянством средних скоростей и площадей живых сечений потока.

§ 5. Дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости. Уравнение Бернулли, его три формы.

Эти уравнения можно получить, если в движущейся жидкости рассмотреть, как и в разделе статики, элементарный объем в виде параллелепипеда. На него также будут действовать силы давления F и массовая сила Q , а в уравнение проекций сих на ось x (см. §1 первой главы), в соответствии с принципом Даламбера, кроме проекций этих сил войдет проекция силы инерции

$$F_{ин.x} = -\rho \frac{dV_x}{dt} dxdydz$$

После сокращения на dW можно получить

$$-\frac{\partial P_x}{\partial x} + \rho j_x - \rho \frac{dV_x}{dt} = 0$$

или

$$j_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P_x}{\partial x} = \frac{dV_x}{dt}$$

Проведя аналогичные рассуждения для двух других осей, будем иметь

$$\left.\begin{aligned} j_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P_x}{\partial x} &= \frac{dV_x}{dt} \\ j_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P_y}{\partial x} &= \frac{dV_y}{dt} \\ j_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P_z}{\partial x} &= \frac{dV_z}{dt} \end{aligned}\right\}$$

Эти уравнения движения невязкой жидкости носят имя Эйлера. Их интеграл называется уравнением Бернулли [3]

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} = const$$

Это первая формула уравнения. Как видно, оно отличается от основного уравнения гидростатики наличием члена $V^2/2g$, называемого скоростным напором. С энергетической точки зрения третий член уравнения, как и два первых, представляет удельную энергию, приходящуюся на единицу веса, но не потенциальную, а кинетическую. В этом не трудно убедиться, если полную кинетическую энергию $mV^2/2$ разделить на вес G=mg.

$$\frac{mV^2}{2*mg} = \frac{V^2}{2g}$$

Третий член, как и два первых, имеет размерность длины [*м*].

Если все члены последнего уравнения умножить на g , памятуя, что ρg = γ получится вторая форма уравнения Бернулли

$$gz + \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} = const$$

в которой все члены представляют собой удельные энергии, приходящиеся на единицу массы: первые два члена - потенциальные энергии, а третий -

кинетическая. Это последнее нетрудно доказать, если полную кинетическую анергию разделить на массу.

Существует третья форма уравнения Бернулли; ее можно получить, умножив уравнение первой формы на γ

$$\gamma z + P + \frac{\rho V^2}{2} = const$$

Поскольку здесь второй член не имеет делителей, все члены этого уравнения имеет размерность давления (Па, ат).

Итак, существуют три формы уравнения Бернулли

Способ перехода	Удельная энергия, приходящаяся на единицу
$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} = const$	G
$\bullet g$ $gz + \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} = const$	m
$\bullet \gamma$ $\gamma z + P + \frac{\rho V^2}{2} = const$	W

Первые члены этих форм представляют собой энергии положения, вторые - энергии давления, а третьи - кинетические анергии. Все они удельные; в первой форме, приходящиеся на единицу веса G, во второй - на единицу массы m и в третьей - на единицу объема W.

Если скорость равна нулю (жидкость неподвижна), то эти уравнения без третьих членов представляют собой три формы уравнения гидростатики, первая из которых была рассмотрена ранее.

Наличие трех форм уравнения Бернулли обусловлено следующими факторами.

Так как все члены первой формы имеют размерность длины, ее удобно использовать для расчета гидротехнических сооружений. При этом величина Z может являться, например, расстоянием от дна водохранилища до водовода, через который вода двигается к генератору гидроэлектростанции, а величина P/γ - расстоянием от этого водовода до свободной поверхности воды. Геометрический смысл последнего члена этой формы будет пояснен далее. Его называют скоростной высотой или напором. Первая форма традиционно используется в общетехнической гидравлике. Поскольку гидравлика самолетных систем выросла из общетехнической гидравлики, то и эта форма используется в расчете систем воздушных судов.

Масса - основная физическая величина, поэтому вторая форма с точки зрения физики более корректна и, как правило, именно она приводится в учебниках физики.

В гидравлических системах летательных аппаратов наибольший удельный вес имеет энергия давления и нужно непосредственно видеть ее значение, т.е. не делить давление на ρ или γ, поэтому последняя форма используется при расчете гидравлических систем воздушных судов.

Уравнение Бернулли записывается для взятых сечений потока жидкости. Дня сечений I-I и 2-2 в первой форме оно имеет следующий вид:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} = ...$$

С энергетической точки зрения уравнение Бернулли утверждает, что если рассматривается идеальная жидкость, то сумма энергий в одном сечении равна сумме энергий в другом сечении. В зависимости от условий один вид энергии может переходить в другой, но сумма энергий должна быть постоянной, т.е. уравнение Бернулли представляет собой уравнение баланса энергий. Если, например, поперечное сечение потока суживается, то при постоянстве расхода скорость должна увеличиться, а из уравнения Бернулли следует, что давление при этом падает и наоборот. Таким образом, в этом случае энергия давления переходит в кинетическую энергию, но сумма остается постоянной. Если же движение жидкости происходит вниз, то чем больше разница (Z_1 - Z_2), т.е. чем больше высота, с которой жидкость двигается вниз, тем больше должна быть скорость V_2. Таким образом, здесь потенциальная энергия положения переходит в кинетическую, а сумма энергий постоянна (при постоянстве давления).

Поскольку при сужении потока скорость увеличивается, а давление падает, то, если, падая, оно станет равным давлению парообразования, возникнет кавитация, т.е. из жидкости начинают выделяться пузырьки растворенного в ней воздуха и паров самой жидкости. Они нарушают сплошность потока и нормальные условия работы системы. Если после узкого сечения поток расширяется, то скорость уменьшается, давление увеличивается, а пузырьки захлопываются, что является причиной множества микроударов и, как следствие, в некоторых случаях, разрушения поверхностей деталей.

В практике нельзя допустить, чтобы давление в каком-либо месте стало равно давлению парообразования. Для этого проводятся специальные расчеты.

§ 6. Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости.

Реальная жидкость обладает вязкостью, из-за чего при движении часть энергии потока теряется, превращаясь в тепло, т.е. в последнем уравнения Бернулли сумма энергий в первом сечении будет, больше, чем во втором. Для того чтобы его учесть, в правую часть уравнения вводится еще один член h_n, называемый потерянным напором:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + h_n .$$

Какая же энергия из трех теряется: удельная энергия положения z , давления P/γ или кинетическая анергия $V^2/2g$?

Энергия положения z определяется волей конструктора и с вязкостью не связана, следовательно, теряться она не может. Для того чтобы показать, что в напорном потоке не теряется кинетическая энергия, рассмотрим движение жидкости по горизонтальному трубопроводу постоянного сечения с постоянным расходом. В этом случае для двух взятых сечений расхода равны $Q_1=Q_2(V_1S_1=V_2S_2)$ т.е. при постоянстве сечения $V_1=V_2$ и кинетическая энергия не теряется. Следовательно, в напорном потоке теряется энергия давления - давление падает при движении от одного сечения к другому.

Потери h_n, зависят от скорости движения, поэтому они измеряются в долях скоростного напора

$$h_n = \xi \frac{V^2}{2g},$$

где ξ - коэффициент гидравлических сопротивлений.

В третьей форме уравнения Бернулли, поскольку теряется энергия давления, последним членом уравнения должно быть потерянное давление ΔP :

$$\gamma z_1 + P_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = \gamma z_2 + P_2 + \frac{\rho V_2^2}{2} + \Delta p$$

Здесь
$$\Delta p = \xi \frac{\rho V^2}{2}.$$

§ 7. Уравнение Бернулли для потока вязкой жидкости.

Уравнения предыдущего параграфа получены для струйки жидкости, в пределах малого живого сечения которой скорость практически не меняется. Как будет показано далее, профиль поля скоростей потока неравномерно распределенный: на стенке скорость потока равна нулю, а затем она увеличивается до максимальной на оси трубопровода по законам, которые будут рассмотрены далее. То есть значение скорости в каждой точке живого сечения будет иным, что вызывает трудности при расчетах.

Если известен расход и площадь поперечного сечения, нетрудно найти среднюю скорость потока, фиктивную скорость, одинаковую для всех точек сечения. В инженерных расчетах целесообразно использовать именно ее, поэтому при записи уравнения Бернулли для потока вязкой жидкости под скоростью V подразумевается средняя скорость. Но кинетическая энергия, в том числе удельная $V^2/2g$, подсчитанная по средней скорости, не равна действительной, поэтому в уравнении Бернулли для потока вязкой жидкости перед скоростным напором появляется коэффициент Кориолиса α, равный отношению истинной кинетической энергии к кинетической анергии, подсчитанной по средней скорости [3]

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + h_n.$$

Коэффициент α зависит от режима течения. Режим, при котором жидкость течет параллельными, неперемешиваюшимися слоями, называется ламинарным. Для него коэффициент α равен двум. Для турбулентного режима, при котором частицы жидкости, перемещаясь вдоль трубопровода, находятся также в вихревом беспорядочном движении, $\alpha=1{,}02\div1{,}21$.

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости, записанное в первой и третьей форме, имеет следующий вид

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\alpha_1\frac{V_1^2}{2g}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\alpha_2\frac{V_2^2}{2g}+h_n$$

$$\gamma z_1+P_1+\alpha_1\frac{\rho V_1^2}{2}=\gamma z_2+P_2+\alpha_2\frac{\rho V_2^2}{2}+\Delta p$$

При пренебрежении энергией положения и кинетической энергией последнее уравнение превращается в уравнение давлений

$$P_1=P_2+\Delta p$$

Из этих двух уравнений видно, что при движении жидкости по трубопроводам и сопротивлениям давление падает. Это может быть отражено построением эпюр давления системы (рис.2.3).

Здесь видно, что давление над свободной поверхностью жидкости, равное атмосферному P_A плюс давление наддува Δp_2, при движении по магистрали всасывания, т.е. от бака до насоса, теряется из-за трения по длине трубы, поэтому самое низкое давление в системе имеется перед входом в насос. Если оно станет равным давлению парообразования, примерно равному трети атмосферного давления, то перед входом в насос начнется кавитация, т.е. из жидкости станут выделяться пары жидкости и растворенный в ней воздух, что нарушит нормальную работу насоса. Поэтому одним из этапов расчета систем является определение давления перед входом в насос (проверочный расчет магистрали всасывания).

Для того, чтобы избежать кавитации, во время проектирования системы делается все, чтобы давление в этой магистрали понижалось как можно менее: магистраль всасывания всегда делается большего диаметра, чем магистраль нагнетания, не ставится фильтр перед насосом, хотя это очень желательно, и т.п.

Если рассмотреть эпюру (рис. 2.3) с конца, т.е. с сечения 2-2, то видно, что в конце трубопровода давление равно давлению в баке. За сливным фильтром давление будет больше на величину потерь давления на последнем участке трубопровода. На самом фильтре, в месте малой длины, скачком теряется давление более чем в две атмосферы. Двигаясь далее от фильтра к гидравлическому цилиндру, можно видеть, что давление плавно повышается, т.к. по току жидкости оно падает по длине этого участка. Основной скачок давления имеет место на гидравлическом цилиндре, поскольку перепад давления между полостями высокого и низкого давления гидравлического цилиндра равен $\Delta p = F/S_n$, где F – сила, действующая на шток поршня, а S_n - площадь поршня.

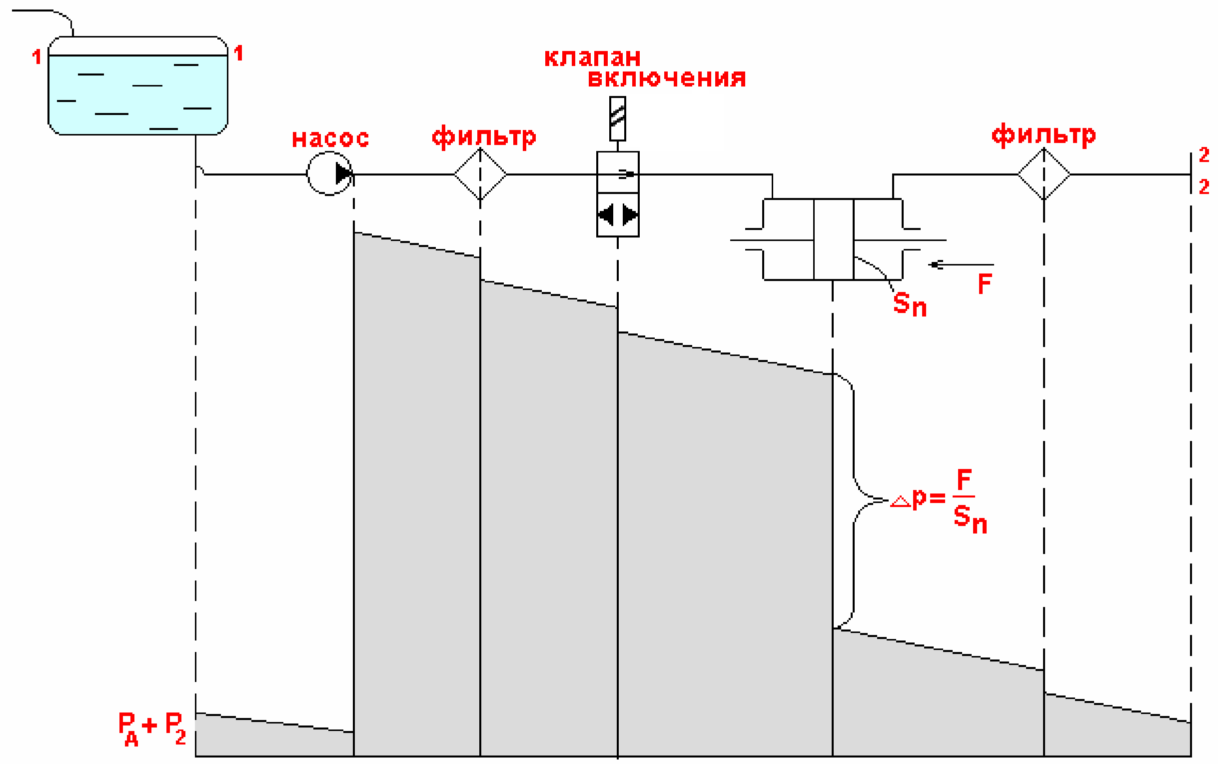

рис.2.3

Рассматривая далее эпюру, двигаясь в направлении обратной движению жидкости, видим, что давление плавно повышается на участках трубы и скачком меняется на клапане включения и фильтре.

В итоге видно, что давление насосом определяется величиной нагрузки F и сопротивлением сети.

§ 8. Уравнение Бернулли с учетом сил инерции.

В самолетных гидросистемах на жидкость в полете действуют силы инерции, препятствующие или способствующие движению жидкости.

Если трубопровод двигается в пространстве таким образом, что сила инерции остается неизменной во времени, то течение жидкости в трубопроводе будет установившимся и для него можно записать уравнение Бернулли. Силы инерции создают дополнительный напор, в соответствии с чем в уравнении появляется еще один член. Этот член должен представлять собой удельную энергию сил инерции.

I. В случае поступательного движения с постоянным ускорением инерционный напор равен

$$h_{ин} = \frac{F_{ин} l}{G} = \frac{\rho a l}{\gamma} = \frac{la}{g}$$

Как известно из теоретической механики, работа сил инерции, как и работа сил тяжести, не зависит от формы пути, а зависит от разности координат L, отсчитанной в направлении ускорения a (рис.2.4).

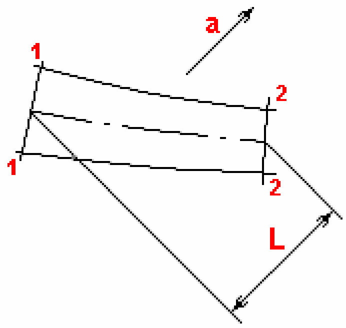

рис.2.4

Для сечений I-I и 2-2 уравнение Бернулли в первой форме с учетом сил инерции запишется в следующем виде:

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\alpha_1\frac{V_1^2}{2g}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\alpha_2\frac{V_2^2}{2g}+h_n+h_{ин}.$$

Если инерционные силы препятствуют движению, т.е. ускорение совпадает по направлению с направлением движения жидкости, то инерционный напор должен войти в правую часть со знаком плюс, аналогично потерям на трение h_n. Если направления различны, то $h_{ин}$ войдет в уравнение со знаком минус.

II. Рассмотрим второй случай установившегося течения жидкости в трубопроводе: вращение гидросистемы с постоянной угловой скоростью ω. При этом на жидкость будет действовать сила инерции - центробежная сила и уравнение приобретает следующий вид

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\alpha_1\frac{V_1^2}{2g}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\alpha_2\frac{V_2^2}{2g}+\frac{\omega^2}{2g}(r_2^2-r_1^2).$$

Последний член уравнения

$$h_{ин}=\frac{\omega^2}{2g}(r_2^2-r_1^2)$$

является инерционным напором, возникающим при вращении трубопровода.

На рис. 2.5 сила инерции помогает движению жидкости, поэтому инерционный напор должен войти в правую часть уравнения со знаком минус.

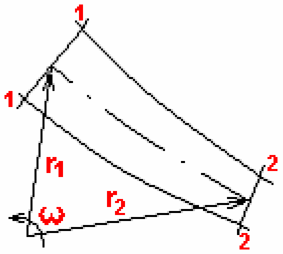

рис.2.5

При вращении в обратную сторону инерционный напор должен иметь знак плюс. Обычно инерционный капор учитывается при проверочном расчете магистрали всасывания топливных систем.

§ 9. Уравнения движения газа.

Ранее отмечалось, что между жидкостями и газами имеется много общего, но есть принципиальные отличия. Общим является уравнение Эйлера, справедливое для жидкостей и газов. Дня жидкости интеграл этого уравнения берется достаточно просто, т.к. жидкость практически не сжимается. Движение же газа сопровождается не только соответственными изменениями скорости и давления, но и изменением плотности. Характер изменения плотности при изометрическом процессе, т.е. при T=const , можно получить из уравнения состояния идеального газа

$$P = RT\rho \ ,$$

где R - газовая постоянная;

$$\rho = \text{const p} \ ; \text{ или } \ \rho = \frac{\rho_0}{P_0} P$$

Если притока тепла извне нет, то процесс называется адиабатическим. Для него справедливо уравнение адиабаты

$$P = P_0 (\frac{\rho}{\rho_0})^k$$

где К - показатель адиабаты, равный отношению теплоемкостей газа при постоянном давлении C_p к его теплоемкости при - постоянном объеме C_v ; для воздуха К= 1,405.

В соответствии с уравнением состояния для изотермического процесса, интегрируя уравнение Эйлера, получим

$$zg + \frac{P_0}{\rho_0} \ln \frac{P}{P_0} + \frac{V^2}{2} = const$$

Энергия положения газа мала, поэтому ее обычно не учитывают. Следовательно, из последнего равенства получим

$$\frac{P_0}{\rho} \ln \frac{P}{P_0} + \frac{V^2}{2} = const$$

Для адиабатического процесса интеграл уравнения Эйлера с учетом уравнения адиабаты можно пожучить в виде [1÷ 3]

$$\frac{k}{k-1} \frac{P}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} = const$$

Отсюда нетрудно перейти к уравнению баланса энергии при адиабатическом движении газа [1÷3]

$$zg + \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + C_v T = const$$

Энергетический смысл первых трех членов этой формы уравнения был рассмотрен ранее. Член $C_v T$ представляет собой внутреннюю удельную энергию среды, т.е. тепловую энергию, пропорциональную кинетической энергии внутреннего теплового движения молекул. Называется он температурным напором. Этот член можно представить в виде

$$C_V T = C_p T - RT = J - RT = J - \frac{P}{\rho}$$

где $J = C_p T$ - является тепловой функцией или энтальпией (теплосодержанием).

С учетом последнего равенства для случая пренебрежительно малой анергии положения последнее уравнение Бернулли приобретает следующий вид

$$J + \frac{V^2}{2} = const$$

Отсюда следует, что при адиабатическом движении идеального газа с возрастанием скорости газ охлаждается, а с убыванием - нагревается.

§ 10. Использование уравнения Бернулли.

Существует целый ряд приборов, принцип действия которых основан на использовании уравнения Бернулли.

Вот некоторые из них:

I. Трубка для замера полного давления (трубка Пито) представляет собой полую трубку, конец которой отогнут на 90° и помещен в поток жидкости (рис. 2.6.). Частицы жидкости, наталкиваясь на неподвижную жидкость в самой трубке, теряет скорость. При этом их кинетическая анергия переходит в энергию давления, которая заставляет жидкость подняться в трубке на определенную высоту.

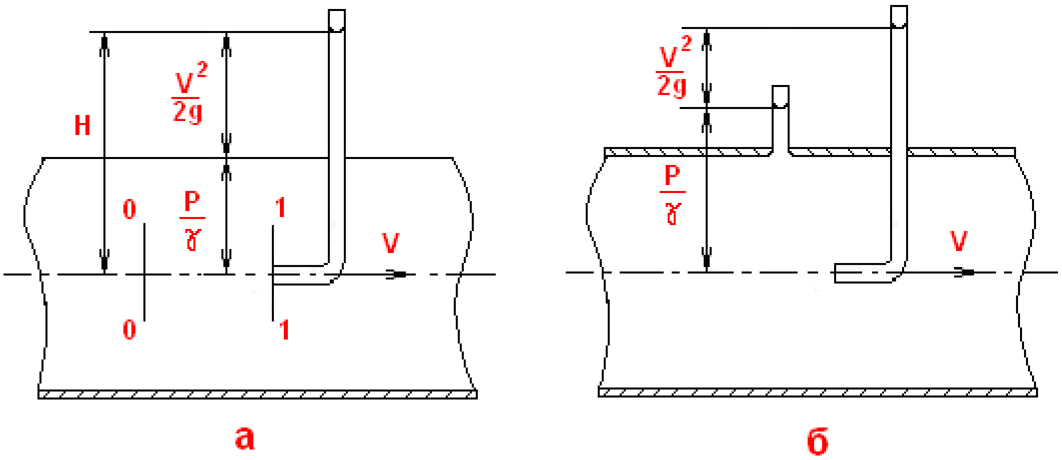

рис. 2.6

Эту высоту можно найти, записав уравнение Бернулли для сечения, находящегося в потоке, и для отверстия трубки, где V_1=0

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}=\frac{P_0}{\gamma}+\frac{V_0^2}{2g}$$

или
$$H=\frac{P_1}{\gamma}=\frac{P_0}{\gamma}+\frac{V_0^2}{2g}$$

т.е.
$$P_1=P_0+\frac{\rho V_0^2}{2g}=H\gamma$$

Для безнапорного потока высота подъема жидкости над свободной поверхностью равна

$$h=\frac{V^2}{2g}$$

Если следует замерить скоростной напор в трубопроводе, имеющем давление выше атмосферного, то необходим еще пьезометр (рис. 2.6.б).

II. Аналогично работает трубка Пито-Прандтля, или трубка для замера скорости, которая применяется для замера скорости самолета значительно меньшей скорости звука (рис.2.7).

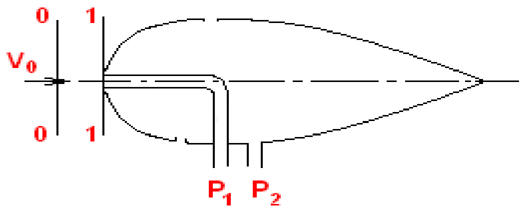

рис. 2.7

Давление P_1 соответственно равно $P_1=P_0+\frac{\rho V_0^2}{2}$, а P_2 примерно равно, статическому давлению в потоке, т.к. оно берется на поверхности трубки, где скорость из-за притормаживания стенкой можно считать равной нулю,

т.е. $P_2=P_0$ и $V_0\cong\sqrt{\frac{2}{\rho}(P_1-P_2)}$.

III. Дроссельный расходомер или расходомер Вентури служит для замера расхода (скорости). В этом приборе поток жидкости суживается, т.е. дросселируется (рис.2.8).

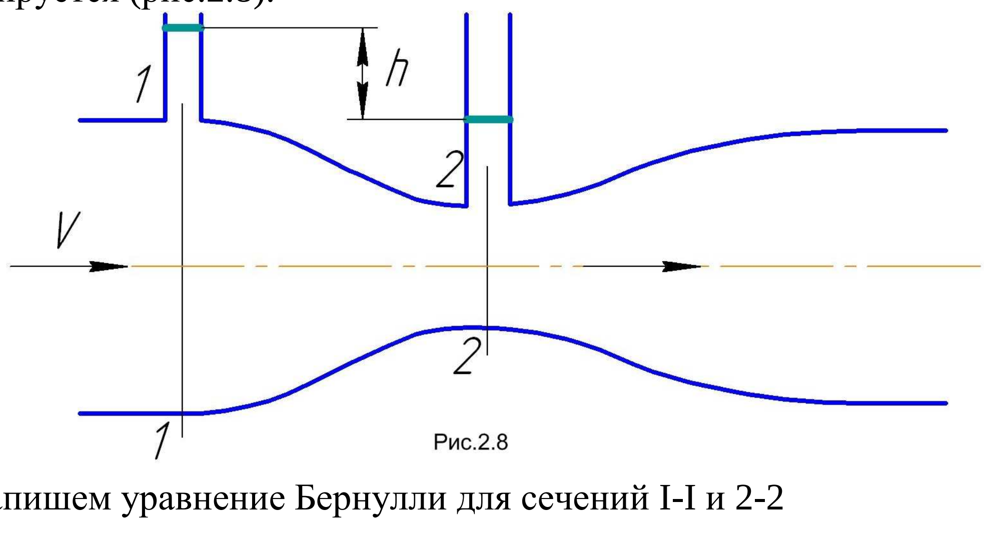

Рис.2.8

Запишем уравнение Бернулли для сечений I-I и 2-2

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}+h_м,$$

где $h_м$- потери напора между сечениями I-I и 2-2:

$$h_м=\xi\frac{V_2^2}{2g}\ ;\quad h=\frac{P_1}{\gamma}-\frac{P_2}{\gamma}=\frac{V_2^2}{2g}-\frac{V_1^2}{2g}+\xi\frac{V_2^2}{2g}$$

Учтя, что $V_2S_2=V_1S_1$, получим

$$V_2=\sqrt{\frac{2gh}{1+\xi-(\frac{S_2}{S_1})^2}}\ ;$$

т.к. $Q=V_2S_2$, имеем

$$Q=S_2\sqrt{\frac{2gh}{1+\xi-(\frac{S_2}{S_1})^2}}=k_1\sqrt{h}=k_2\sqrt{h}$$

По этой формуле получается теоретический расход Q. Действительный расход несколько меньше

$$Q_д=mQ=mk_1\sqrt{h}$$

Величина m определяется тарировкой.

Трубки Вентури устанавливаются в системах жизнеобеспечения летательных аппаратов и по выражениям типа последних определяется расход с помощью бортовых вычислительных комплексов.

IV. Струйный насос (эжектор) (рис. 2.3) применяется в авиации в качестве насосов подкачки в топливных системах. Его составными частями являются подвод I перекачиваемой жидкости, подвод 2 рабочей жидкости сопло 3, камера смешивания 4 и диффузор 5.

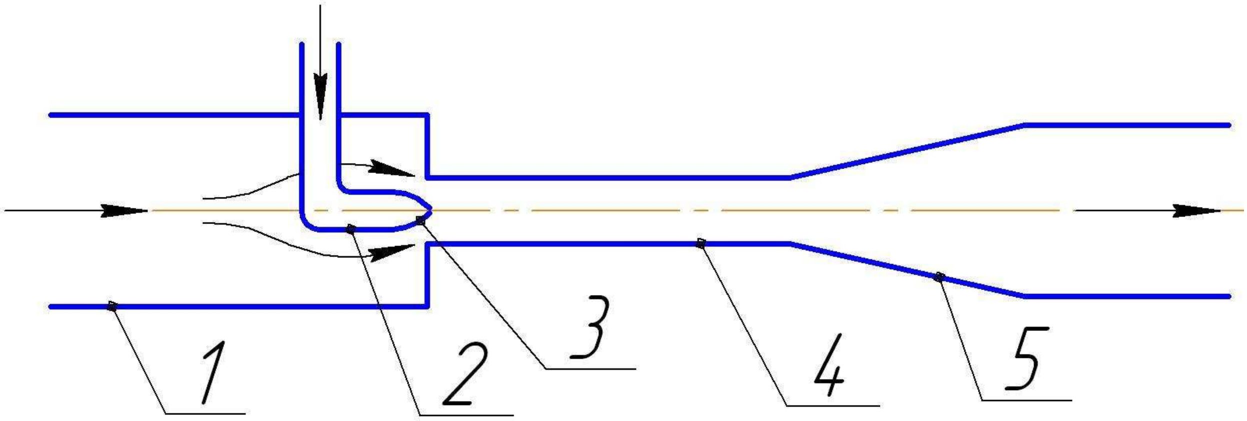

Рис.2.9

Скорость движения частиц рабочей жидкости в струе, вытекающей из сопла, превышает скорость движения частиц перекачиваемой жидкости. В зоне повышенных скоростей давление падает, и перекачиваемая жидкость засасывается в камеру смешивания. Из-за разницы скоростей на поверхности струи возникает турбулентность и обмен кинетической анергией, вследствие чего поле скоростей выравнивается. Для стабилизации потока, уменьшения скорости и увеличения давления за камерой смешивания устанавливается диффузор, В результате жидкость на выходе из насоса обладает большей кинетической энергией и энергией давления, чем в подводе I. Жидкость в сопло может, например, поступать из линии нагнетания центробежного насоса. При этом насос сам себя подпирает.

V. В топливных системах может применяться скоростной наддув баков (рис. 2.10). При этом давление в баках при небольших скоростях будет равно

$$P \cong P_0 + \rho \frac{V_0^2}{2}.$$

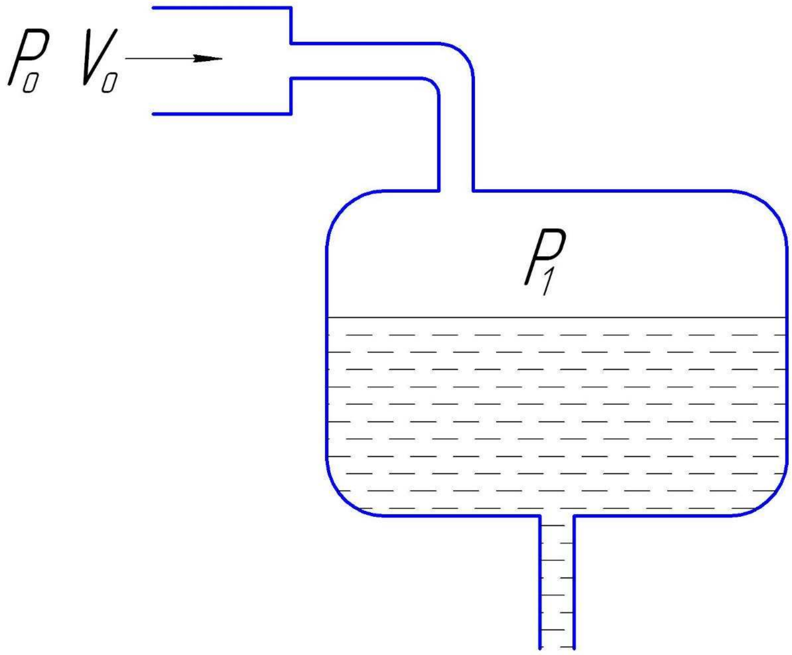

Рис2.10

Глава III

ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПО ТРУБОПРОВОДАМ И СОПРОТИВЛЕНИЯМ.

Движению реальной жидкости препятствует вязкость, из-за чего напор жидкости снижается (снижается давление), т.е. имеют место потери напора $h_{п,}$ (давления Δp). В гидравлических системах эти потери состоят из:

1) потерь энергии, пропорциональных длине потока и называемых потерями по длине h_L (Δp L);

2) местных потерь h_m (P_n), возникающих при изменении поперечного сечения потока или в местах изменения направления течения жидкости.

Определение потерь напора (давления) является одной из основных задач гидравлики, т.к. их необходимо учитывать при расчете систем.

Потери часто пропорциональны скоростному капору, поэтому их можно найти из выражений:

$$h_n = \xi \frac{V^2}{2g} \qquad \text{или} \qquad \Delta p = \xi \frac{\rho V^2}{2}$$

но для того, чтобы ими можно было воспользоваться, необходимо для данного сопротивления знать его коэффициент ξ, который зависит от свойств жидкости, вида сопротивления и от характера движения. Рассмотрению вопросов, связанных с коэффициентами сопротивлений, и посвящено дальнейшее изложение.

Часть I. Потери на трение по длине при ламинарном и турбулентном режимах течения жидкости.

§ I. Режимы течения. Опыты Рейнольдса

Многочисленные исследования, в том числе опыты английского ученого Осборна Рейнольдса, проведенные в XIX веке, показали, что потери энергии жидкости зависят от характера (режима) течения жидкости.

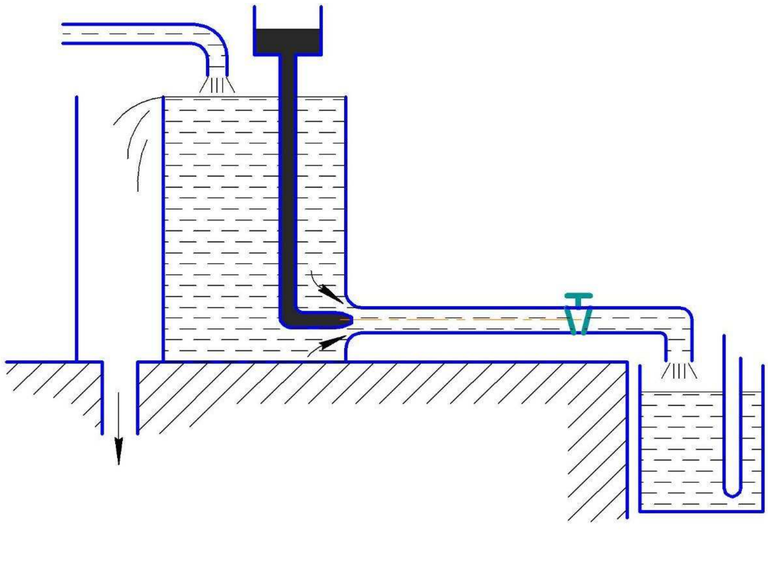

Рис.3.1

На рис. 3.1 показана схема установки Рейнольдса. Жидкость из бака с постоянным напором поступает в стеклянную трубку, имеющую плавный вход. Плавность входа необходима для того, чтобы возмущения потока на входе не влияли на характер течения жидкости. В конце трубки имеется кран, с помощью которого регулируется скорость течения.

Если в трубку с помощью тонкой трубочки ввести окрашенную жидкость, объемный вес которой близок к объемному весу исследуемой жидкости, то при малых скоростях течения жидкость, вытекающая из тонкой трубки, пройдет прямолинейной струйкой, не смешиваясь с остальной жидкостью. Так будет довольно долго, если плавно открывать кран. Но при некотором значении скорости течения эта линия начинает искривляться, становится пульсирующей, а затем при усилении пульсаций полностью размывается потоком.

Первый режим течения, при котором жидкость текла отдельными неперемешиваюшимися слоями, называется ламинарным (*lamina*-слоистый). Второй режим, характеризующийся пульсацией жидкости, называется турбулентным (*turbulentus*- беспорядочный).

Если в трубопроводе с турбулентным течением постепенно уменьшать скорость движения жидкости, то турбулентное течение снова перейдет в ламинарное. Этот переход происходит при значении скорости потока, несколько меньшем величины скорости, при которой происходит переход от ламинарного режима к турбулентному.

Многочисленные эксперименты, проводимые различными экспериментаторами для различных жидкостей, в том числе и опыты Рейнольдса, показали, что;

1) при ламинарном течении потери на трение зависят от скорости в первой степени;

2) при турбулентном режиме течения потери пропорциональны скорости потока в степени $1{,}75 \div 2$;

3) режим движения жидкости зависит от вязкости жидкости ν, средней скорости течения V_{cp} и герметических размеров потока l Еще более точно можно сказать, что он зависит от безразмерного комплекса, который называется числом Рейнольдса:

$$\mathrm{Re} = {V_{cp} l}/{\nu}$$

Течение жидкости в переходной зоне носит неустойчивый характер. На него влияют шероховатости стенок, вибрации, колебания скорости и т.п. Установлено, что для гладких круглых труб при отсутствии возмущающих воздействий переход одного режима течения в другой осуществляется при критическом значении числа Рейнольдса, равном *Re=2320*, но если в лаборатории предотвратить все возможные возмущения, то ламинарный режим может иметь место и до *Re=13800 (40000),* поэтому *Re=2320* называется нижним критическим числом Рейнольдса. В обычных же условиях при $Re < 2320 \div 2000$ течение будет устойчивым ламинарным, а при $Re = 4500$ поток обязательно будет турбулентным.

С физической точки зрения число Рейнольдса представляет собой отношение сил инерции к силам вязкости. Покажем это. Сила инерции F. равна $F = ma = W\rho\, dV/dt$

Сила вязкости согласно гипотезе Ньютона определяется вЫражением

$$T = \mu \frac{dV}{dn} S$$

Возьмем их отношение

$$\frac{F}{T} = \frac{\rho \frac{dV}{dt} W}{\mu \frac{dV}{dn} S} = \frac{\frac{dn}{st} W}{\nu S} \cong \frac{V \cdot l}{\nu}$$

таким образом, Re представляет собой соотношение сил инерции и сил вязкости.

Величина l является характерным линейным размером в потоке, определяющим размер вихрей. Для трубы с круглым поперечным сечением за характерный размер принимается диаметр, а число Рейнольдса выражается;

$$\mathrm{Re} = \frac{Vd}{\nu}$$

Если силы трения велики, то устанавливается ламинарный режим течения жидкости, а если преобладают силы инерции, то имеет место турбулентный режим.

Число Рейнольдса представляет собой также критерий динамического подобия потоков, в которых преобладают силы трения [1÷4].

§2. Свойства ламинарного режима течения жидкости в круглой трубе

Для того чтобы получить выражение для потерь на трение при ламинарном режиме течения жидкости, необходимо знать, как распре делены скорости по сечению, а они, в свою очередь, зависят от касательных напряжений.

Можно показать [1÷4], что касательные напряжения распределены по диаметру по линейному закону и изменяются от нуля на оси трубы до максимального значения на стенках. Используя это, можно получить, что профиль поля скоростей ламинарного потока представляет собой параболу, а само поле - параболоид вращения, причем максимальное значение скорости имеется на оси трубопровода, а на стенках скорость равна нулю.

На основании этого получено выражение для потерь при ламинарном режиме течения.

$$h_l = \frac{32 \cdot \mu \cdot l \cdot V_{cp}}{\gamma \cdot d^2}$$

Где l и d -длина и диаметр трубы, т.е. потери при ламинарном режиме пропорциональны скорости V_{cp} в первой степени.

Заменив в последнем выражении $\mu = \nu\rho = \nu\,\gamma/g$ и представив ν через Re

$$\nu = \frac{V_{cp} d}{\mathrm{Re}}$$

Получим

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{V^2}{2g}$$

Это выражение называется формулой Дарси.

Коэффициент $\lambda = 64/\mathrm{Re}$ называется коэффициентом трения.

Можно также получить [1÷4], что при ламинарном режиме коэффициент кинетической энергии $\alpha=2$

Итак, при расчете систем с ламинарным режимом течения жидкости потери энергии могут быть подсчитаны по формуле

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{V^2}{2g}, \text{где}\, \lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}$$

$$\text{или} \quad \Delta P = \lambda \frac{l}{d}\frac{\rho V^2}{2}$$

а в уравнении Бернулли коэффициент $\alpha=2$

В соответствии с первой формулой этой главы здесь $\lambda \frac{l}{d} = \xi$

§ 3. Свойства турбулентного режима течения жидкости

Механизм течения при турбулентном режиме сложнее механизма ламинарного режима, поэтому для турбулентного режима не представляется возможным аналитически получить выражение для профиля поля скоростей и h_l (ΔP_l) как это было сделано для ламинарного.

Формула для h_l, приведённая выше, оказалась удобной для использования. Она применяется и для расчета систем с турбулентным режимом течения, но коэффициент λ в этом случае должен быть иным, определяемым экспериментально. При числах Рейнольдса до $Re = 100000$ опытные точки хорошо описываются зависимостью

$$\lambda = \frac{0{,}3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}}$$

Эту формулу вывел Блазиус, обрабатывая и анализируя многочисленные экспериментальные данные.

Для чисел *Re*, больших 10^5 это выражение дает большие погрешности, поэтому для области $Re > 100000$ было предложено много различных формул. Наиболее из них удобна формула Конакова:

$$\lambda = \frac{1}{(1{,}8\lg \mathrm{Re} - 1{,}5)^2}$$

Коэффициент α в уравнении Бернулли при турбулентном режиме течения считается примерно равным единице.

Часть 2. Местные потери энергии

§ 4. Общие положения.

Кроме потерь энергии по длине в гидросистемах существуют также потери в том или ином месте, возникающие на участке небольшой длины из-за изменения поперечного сечения потока или направления движения жидкости. Эти потери складываются из потерь на вихре образование и потерь на трение в основном потоке.

Как уже отмечалось, потери по длине и местные потери выражаются через скоростной напор. Поскольку скорость до и после местного сопротивления может быть различной, то и $h_м$, могут быть отнесены как к скорости до местного сопротивления, так и к скорости после сопротивления

$$h_м = \xi_1 \frac{V_1^2}{2g} = \xi_2 \frac{V_2^2}{2g}$$

или при равенстве скоростей

$$\Delta P_м = \xi \frac{\rho V^2}{2}$$

Коэффициент местных сопротивлений $\xi_М$ можно найти теоретически лишь для весьма ограниченного круга сопротивлений. В большинстве случаев $\xi_М$ определяется опытным путем. Для этого нужно измерить потери давления в местном сопротивлении и расход жидкости для вычисления скоростного напора.

Коэффициент $\xi_М$ в общем случае зависит от геометрии сопротивления и режима течения (числа Re). При турбулентном течении зависимости от числа Re практически нет; так как и в случае потерь по длине при больших числах Re $h_м$ $(\Delta P_м)$ пропорциональны скорости в квадрате.

Местные потери напора иногда заменяют эквивалентными потерями по длине. Сравнив последние выражения с формулой Дарси, можно записать

$$\xi = \lambda \frac{l_э}{d}, \quad \text{т.е.} \quad \lambda_э = \frac{\xi_м d}{\lambda}$$

Иными словами, местные потери в данном случае заменяются потерями по длине в трубопроводе длиной $l_э$, причём потери в этом трубопроводе по величине равны местным потерям напора. Длина трубопровода соответственно считается большей, чем в действительности

$$L = \sum l + \sum l_э$$

Анализ последнего равенства позволяет оценить удельный вес местных сопротивлений в общей сумме потерь.

Если местные сопротивления удалены друг от друга на расстояние не менее 20 диаметров трубы, то поток после одного из сопротивлений устанавливается и не оказывает влияния на потери энергии другого сопротивления. При этом суммарные потери напора можно считать равными сумме потерь на каждом из сопротивлений. Местные потери можно также складывать с потерями по длине. Согласно этому принципу, который называется принципом наложения потерь или аддитивностью гидравлических сопротивлений, суммарные потери будут равны

$$h = \sum h_l + \sum h_м = \sum_k \lambda_к \frac{l_к}{d_к}\frac{V_K^2}{2g} + \sum_i \xi_i \frac{V_i^2}{2g}$$

Если же местные сопротивления находятся достаточно близко и влияют друг на друга, то их необходимо объединить в одну группу и найти ее коэффициент опытным путем.

§ 5. Виды местных сопротивлений

В гидравлических системах летательных аппаратов имеется множество местных сопротивлений. Ими являются фильтры, краны, клапаны, угольники и т.п. Каждое из реальных сопротивлений можно рассматривать как одно из таких элементарных сопротивлений, как внезапное расширение или сужение потока, плавное расширение или сужение, поворот потока или как комбинация этих видов сопротивлений.

1. <u>При внезапном расширении</u> поток жидкости меняет свое сечение плавно, срываясь с углов в месте изменения сечений трубы (рис. 3.2).При этом между стенками и потоком в зоне срыва образуются завихрения. Дня внезапного расширения потери можно найти аналитическим путем из теоремы о количестве движения [1-4]

$$h_{ap} = (V_1 - V_2)^2 / 2g$$

Здесь V_1 и V_2 – скорости в сечениях 1-1 и 2-2 (рис. 3.2)

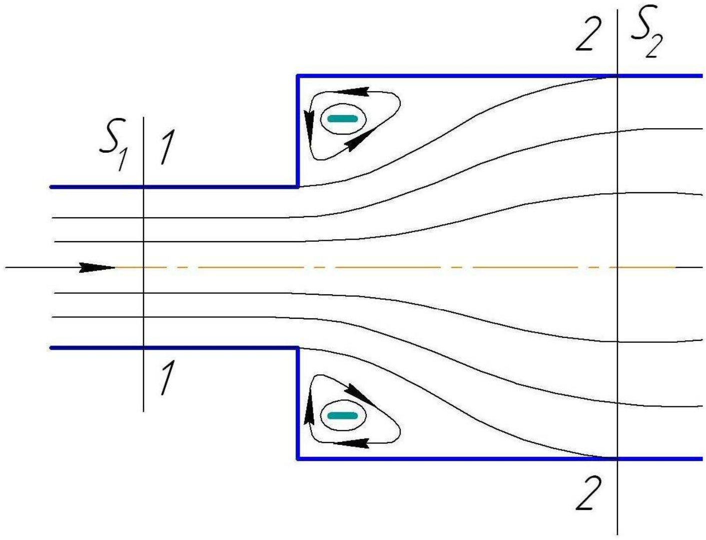

Рис.3.2

В рассматриваемом местном сопротивлении напор теряется на вихреобразовании, поэтому по полученному выражению можно найти потери на вихреобразование. Поскольку в любом местном сопротивлении потери складываются из потерь на трение по длине и на вихреобразование, пользуясь полученной формулой для h_{ap} и выраденииями для h_l, принципиально можно получить выражение для потерь в любом местном сопротивлении.

2. <u>Внезапное сужение</u> трубопровода заставляет поток сужаться, в результате чего в углах широкой части трубопровода и в зоне сужения струи, срывающейся с острой кромки, образуются вихри (рис.3.3).

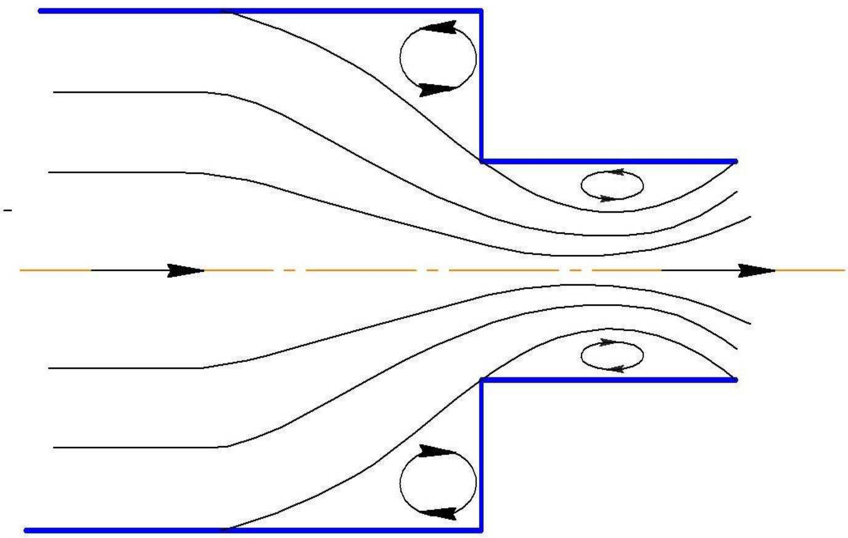

Рис.3.3

Коэффициент сопротивления для этого вида сопротивлений может быть подсчитан по следующей формуле:

$$\xi_{суж} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{S_2}{S_1}\right)$$

Если жидкость из резервуара входит в трубу, то

$$\frac{S_2}{S_1} = 0 \quad и \quad \xi = 0.5$$

Это справедливо, если входная кромка не острая $\xi = 0.25$.
Для скруглённой кромки $\xi = 0{,}06 \div 0{,}09$

3. Часть трубопровода, имеющая плавное расширение, называется диффузором (рис.3.4)

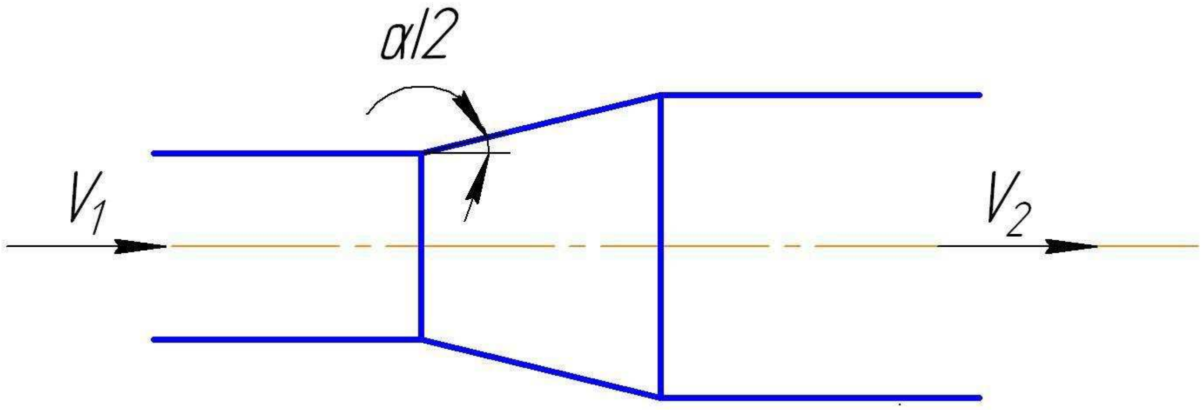

Рис.3.4

Стенки диффузора притормаживают частицы жидкости и при достаточно большой длине участка расширения приторможенная, и остановившаяся часть жидкости начинает вращаться набегающим потоком, т.е. образуется вихрь.

Минимальные потери энергии в диффузоре имеют место при α= 6° ÷ 9°

4. Плавное сужение потока может осуществляться конической сходящей трубой, называемой конфузором.

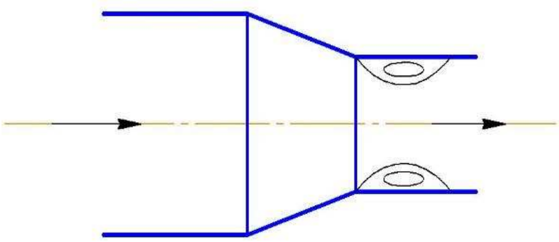

Рис.3.5

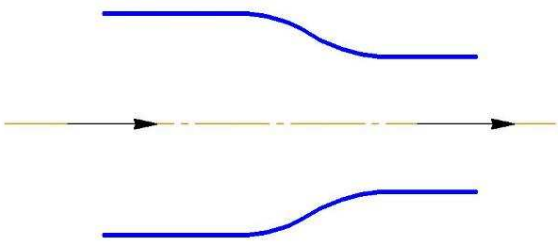

Рис.3.6

На выходе из конфузора образуется небольшая зона завихрений (рис.3.5). Для того, чтобы не было этой зоны, а следовательно, и дополнительных потерь, целесообразно делать сопряжение элементов плавным или выполнять сужение криволинейной поверхностью, называемой соплом (рис.3.6).

Коэффициенты ξ для плавного расширения и сужения определяются или опытным путем, или по соотношениям, приводимым в справочниках.

5. Подвод жидкости к элементам гидросистемы невозможен без <u>поворотов</u> потока, который осуществляется с помощью колен и отводов (рис.3.7).

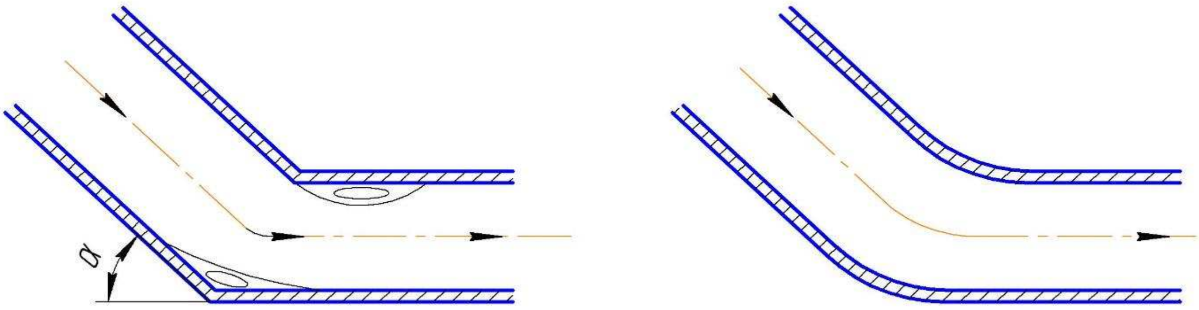

Рис.3.7

Колена представляют собой каналы без закруглений. Отводы же имеют закругления, образуемые дугами концентрических окружностей. При повороте потока у внешней и внутренней стенок создаются зоны завихрений. У отводов эти зоны меньше.

Изменение направления движения жидкости сопровождается также потерей энергии, возникающей из-за вторичных течений, представляющих собой парный вихрь (рис.3.8).

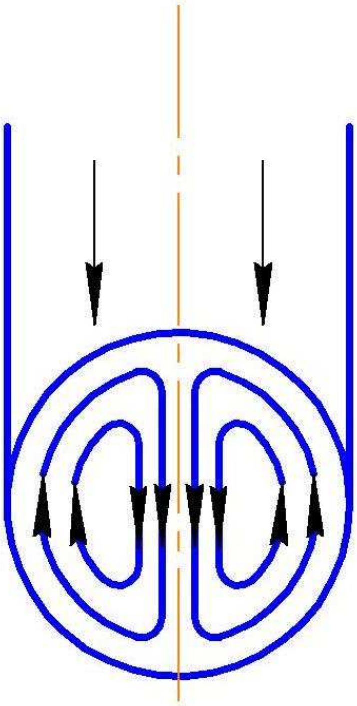

Рис.3.8

Его появление обусловлено тем, что при повороте потока на частицы действует центробежные силы, пропорциональные скорости в квадрате. Естественно, они больше у частиц, находящихся в центре трубопровода, поэтому их в большей степени относит к внешней стенке. Частицы же с меньшей скоростью, находящиеся у внешней стенки, отходят в направлении большей кривизны. Эти кольцевые движения, наложенные на поступательное движение, и дают парный вихрь. Коэффициент ξ для колен и отводов определяется или на основе эксперимента, или по выражениям, имеющимся в справочниках.

Местные сопротивления гидравлических систем большей частью являются сложными с точки зрения перечисленных выше элементарных сопротивлений, поэтому их коэффициенты находятся, как правило, экспериментально и приводятся или в литературе, или в паспорте данного агрегата.

Глава IV

ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ И НАСАДКИ

В гидравлических системах жидкость движется через золотники, клапаны, дроссели, сопла, имеющие отверстия или представляющие собой насадки. Через отверстия и насадки она также перемещается при аварийном сливе топлива, в амортизаторах при посадке самолета и т.п. В каждом из этих случаев необходимо знать расход, скорость или время истечения.

§ I. Истечение жидкости через малое отверстие при постоянном напоре

Дня того, чтобы давление во всех точках отверстия можно было считать одинаковым и равным давлению в центре тяжести отверстия, обычно рассматривается отверстие, размеры которого малы по сравнению с напором Н. Кроме того, для того чтобы отсутствовали потери по длине, т.е. толщина стенки не влияла бы на характер истечения, в качестве объекта рассмотрения берется отверстие в тонкой стенке, или, что то же самое, отверстие с заостренной входной кромкой (рис. 4.1).

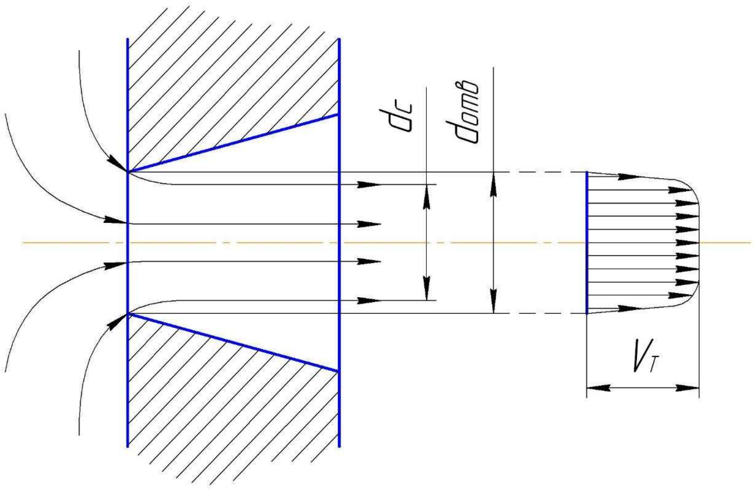

Рис.4.1

Истечение из тонкого отверстия характерно тем, что частицы жидкости, подойдя к отверстию с разных сторон, из-за инерционности не могут резко, под тем или иным углом изменить свои траектории и поэтому меняют направления движения плавно. Силы инерции в данном случае представляют собой центробежные силы, из-за наличия которых диаметр струи становится меньше диаметра отверстия. Причем кривизна траектории тем меньше, чем больше скорость истечения, т.е. при увеличении скорости диаметр струи уменьшается. Наибольшее сужение имеет место на расстоянии $0{,}5 \div 1\ d_{отв}$ от кромки отверстия

Степень сжатия струи характеризуется коэффициентом сжатия, представляющим собой отношение площади струи S_c к площади отверстия $S_{отв}$

$$\xi = \frac{S_c}{S_{отв}}$$

Для того чтобы найти скорость истечения и расход, запишем уравнение Бернулли для плоскости свободной поверхности жидкости и для сжатого сечения струи

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + h_n$$

Скорость перемещения свободной поверхности V_1 будем считать равной нулю. Проведя плоскость сравнения через ось отверстия, Получим $z_1 = H_0$ и

$$H_0 + \frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + \xi \frac{V_2^2}{2g}$$

Обозначим левую часть равенства, называемую действующим или расчетным напором, через H.Отсюда будем иметь

$$H = \frac{V_2^2}{2g}(\alpha + \xi)$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \xi}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH}$$

где φ – называется коэффициентом скорости

Если бы в исходном уравнении Бернулли не было бы члена h_n, что соответствовало бы истечению идеальной жидкости, то выражение для скорости превратилось бы в формулу Торричелли для теоретической скорости истечения

$$V_T = \sqrt{2gH} \quad , \quad \text{т.е.} \quad \varphi = \frac{V}{V_T}$$

Следовательно, коэффициент φ показывает, во сколько реальная скорость V меньше теоретической V_T , высчитанной без учета потерь на сопротивление отверстия. Сопротивление острой кромки сказывается на некотором притормаживании наружных слоев струи силами трения. Вследствие этого их скорость меньше теоретической, тогда как ядро струи имеет скорость, равную теоретической (рис.4.1).

Зная скорость, нетрудно найти расход

$$Q = VS_c = \varepsilon \varphi S_{отв} \sqrt{2gH} = \mu S_{отв} \sqrt{2gH}$$

коэффициент $\mu = \varepsilon \varphi$, называется коэффициентом расхода. Он также представляет собой отношение реального расхода к теоретическому:

$$\mu = \frac{Q}{Q_T} = \frac{Q}{S_{отв} \sqrt{2gH}}$$

Как видно, реальный расход меньше теоретического из-за сопротивления отверстия (φ) и сжатия струи (ε). В случае идеальной жидкости сжатие также имеет место, а $\varphi = 1/\sqrt{\alpha}$

Все коэффициенты ε , φ, ξ и μ зависят от формы отверстия и числа Рейнольдса.

Полученное выражение для расхода через малое отверстие широко используется во второй части курса, в которой рассматриваются устройства жидкостно-газовых систем. В гидравлических системах энергия положения z пренебрежительно мала, поэтому $H = \Delta P/\gamma$ и выражение для расхода приобретает следующий вид

$$Q = \mu S_{отв}\sqrt{\frac{2}{\rho}\Delta P}$$

В соответствии с этой зависимостью работают многие устройства жидкостно-газовых систем, имеющие малые отверстия или насадки, рассматриваемые далее.

§ 2. Опорожнение сосудов

Опорожнение сосуда, например, при аварийном сливе топлива, должно происходить за определенный промежуток времени.

Для резервуара с вертикальными стенками время опорожнения можно найти из следующих соотношений.

За малый промежуток времени *dt* через отверстие в дне вытечет объем жидкости, равный (рис.4.2)

$$Qdt = \mu S_{отв}\sqrt{2gh}dt$$

где *h* - текущее значение переменного напора (высоты). С другой стороны, из уравнения неразрывности имеем

$$Qdt = -S_1 dh$$

где S_1 - площадь поперечного сечения сосуда (знак минус указывает на то, что уровень жидкости снижается). Приравняв правые части последних равенств, получим

$$dt = -\frac{S_1}{\mu S_{отв}\sqrt{2gh}}dh$$

Проинтегрируем это выражение, считая коэффициент μ постоянным

$$t = -\frac{S_1}{\mu S_{ОТВ}\sqrt{2g}}\int_{H_1}^{H_2}\frac{dh}{\sqrt{h}} = \frac{2S_1}{\mu S_{ОТВ}\sqrt{2g}}(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}).$$

Если сосуд опорожняется полностью, т.е. Нг -0, то время опорожнения равно

$$dt = -\frac{S_1}{\mu S_{отв}\sqrt{2gh}}dh$$

Расход для истечения при постоянном напоре H_1, определяется равенством

$$Q = \mu S_{OTB}\sqrt{2gH_1}$$

Отсюда, если известен первоначальный объем жидкости в сосуде $W=S_1H_1$, нетрудно найти время его истечения:

$$T = \frac{W}{Q} = \frac{S_1 H_1}{\mu S_{OTB}\sqrt{2gH_1}} = \frac{S_1\sqrt{H_1}}{\mu S_{OTB}\sqrt{2g}}$$

Из сравнения выражений для времени опорожнения при постоянном и переменном напорах видно, что время истечения одного и того же объема при переменном напоре в 2 раза больше, чем при постоянном напоре. Полученные равенства справедливы для сосудов с вертикальными стенками. Если при опорожнении поперечное сечение сосуда изменяется по высоте, то выражение для времени при переменном напоре принимает вид

$$t = \frac{S_1}{\mu S_{OTB}\sqrt{2g}}\int_H^0 \frac{S(h)dh}{\sqrt{h}}$$

и время опорожнения в каждом конкретном случае может быть найдено интегрированием, но для этого предварительно необходимо найти функции $S_1 = S(h)$.

На время опорожнения влияет не только высота столба жидкости. Баки самолетных топливных систем соединяется с атмосферой дренажной трубкой. При истечении топлива через эту трубку в бак двигается воздух. Так как она является сопротивлением, то на ней теряется часть энергии давления и над свободной поверхностью устанавливается давление меньше атмосферного. Возникающее разрежение увеличивает время опорожнения. Это время в рассматриваемом случае можно найти, получив выражение для расхода из уравнений Бернулли, записанных для сечения 1-1, 2-2, 3-3 (рис.4.2), и уравнения неразрывности.

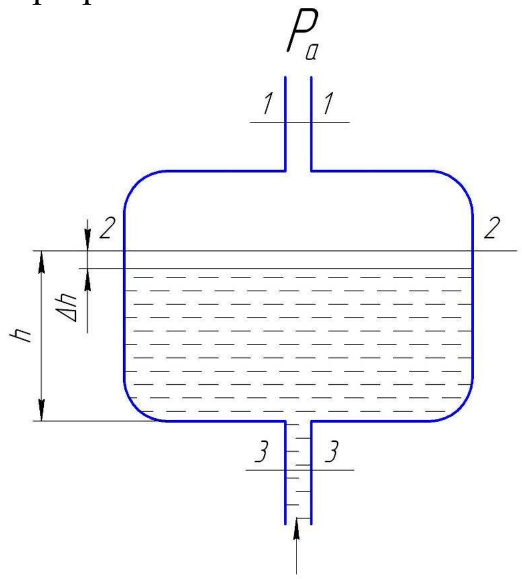

Рис.4.2

Проведя затем рассуждения, аналогичные сделанным ранее, будем иметь:

$$t = \frac{2S_2\sqrt{H}}{\sqrt{2g\gamma_Ж}}\sqrt{\gamma_В\frac{(\xi_1-1)}{S_1^2}+\gamma_Ж\frac{(\xi_3-1)}{S_3^2}}$$

где S_2 - площадь поперечного сечения бака;
H - высоте бака (столба жидкости);
$\gamma_Ж$ и $\gamma_В$ - объемные веса жидкости и воздуха;
ξ_1 и ξ_3 - коэффициенты сопротивления отверстий;
S_1 и S_3 - площади отверстий.

§ 3. Истечение жидкости через насадки

Истечение жидкости через насадок, т.е. трубу небольшой длины l=2÷6 диаметров отверстия, характерно тем, что жидкость при входе в насадок (рис.4.3) срывается с острой кромки, образуя область разрежения, а затем расширяется и занимает весь внутренний объем насадка, вследствие чего на выходе из насадка $\xi=1$.

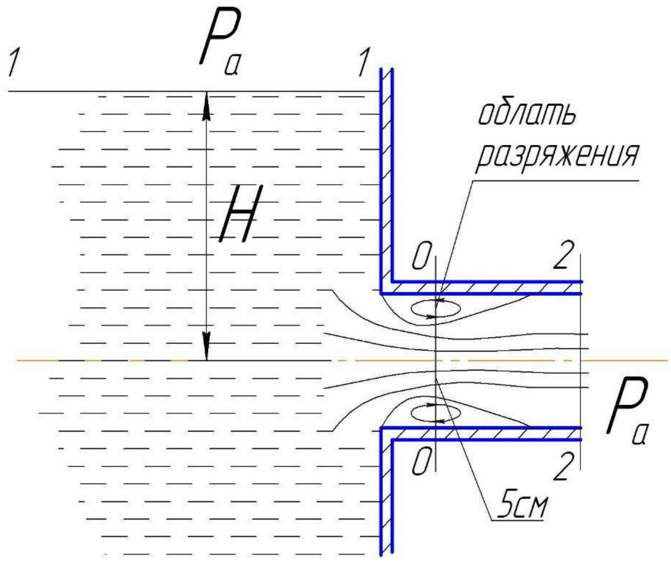

Рис.4.3

Область между внутренней стенкой насадка и струей в зоне вжатия и дальнейшего расширении занимается жидкостью, находящейся в вихревом движении.

Если истечение происходит, например, в атмосферу, то на выходе струя имеет сечение S , а давление равно P_A. В сжатом же сечении 0-0 при постоянном расходе скорость больше, чем на выходе, следовательно, $P_0<P_a$, т.е. в зоне сжатия имеет место некоторое разрешение, увеличивающее расход жидкости.

В насадке кроме потерь на острой кромке $h_{отв}$ возникают дополнительные потеря на трение $h_{тр}$ по длине l и на внезапное расширение

$h_{.в.р}$, после сжатия. Тем не менее, влияние разрежения, т.е. подсасывания жидкости из-за его наличия, более значительное, поэтому расход через насадок больше, чем через отверстие. Разрежение сказывается в наибольшей мере при длине трубы l=3÷5$d_{отв}$

Коэффициент φ и выражение для скорости истечения из насадка так же, как и в § I , могут быть найдены из уравнения Бернулли, записанного для свободной поверхности и сечения 2-2 (рис.4.3)

$$V = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_{OTB} + \xi_{B.P} + \lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH}$$

Соответственно

$$Q = \mu S \sqrt{2gH} = \varphi \xi \sqrt{2gH} = \varphi S \sqrt{2gH}$$

Как видно из предыдущего выражения, коэффициенты ξ *и* μ зависят от соотношения l/d.

Насадок представляет собой любое устройство, в котором за отверстиями имеется цилиндрическая или какая-либо другая поверхность (в соответствии с изложенным выше) длиной 2÷6 диаметров отверстия. Такими устройствами является сопло, форсунка, дроссель или просто отверстие в толстой стенке.

Глава V

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР

В работающих гидравлических системах в случае быстрого перекрытия трубопровода, подключения какой-либо линии или внезапного изменения режима работы гидроагрегатов возникают гидравлические удары той или иной мощности. Удар заключается в резком повышении и дальнейшем понижении давления. Эти колебания периодические, быстро затухающие во времени. Ударные повышения давления бывают причиной разрушения элементов системы, деталей, приборов; влияют на их долговечность; вызывают ложные срабатывания реле давлений, гидрозамков и т.п. Как видно, с гидравлическим ударом приходится бороться.

Впервые удар был исследован Н.Е.Жуковским при выявлении причин разрушения труб московского водопровода того времени. Им было выяснено, что внезапное перекрытие трубопровода заслонкой заставляет слой жидкости, находящейся у заслонки и двигающейся ранее со скоростью V, резко остановиться. Его кинетическая энергия при этом превращается в энергию давления, и он сжимается. На первый слой набегает следующий слой, он также останавливается и сжимается. Этот процесс постепенно захватывает все слои, а волна повышения давления и сжатия перемещается от заслонки к резервуару. Когда она доходит до бака, сжатая жидкость в трубе находится под давлением большим, чем имеется в баке. Поэтому вся масса жидкости со скоростью V из трубы двигается в бак, стремясь оторваться от заслонки, из-за чего перед заслонкой возникнет разрежение, волна которого по мере движения жидкости двигается от заслонки к баку с той же скоростью V. Когда она доходит до бака, вся жидкость в трубопроводе находится теперь уже под пониженным давлением, вследствие чего жидкость из бака устремляется в трубопровод и, дойдя до заслонки, создает повышенное давление. И все повторяется снова. Этот колебательный процесс длится до тех нор, пока энергия удара целиком не израсходуется на преодоление сил внутреннего трения в жидкости и деформацию трубопровода. Последнее обусловлено тем, что на повышение и понижение давления трубопровод соответственно отзывается своей деформацией, т.е. растягивается в поперечном сечении или сжимается.

Н.Е. Жуковским впервые была получена формула для ударного повышения давления. Ее нетрудно вывести из условия, что кинетическая энергия резко остановленной жидкости превращается в работу растяжения стенок трубы A_1 и сжатия жидкости A_2

$$\frac{mV^2}{2} = A_1 + A_2$$

В результате получено

$$P_{УД} = \frac{\sqrt{\rho}\, V}{\sqrt{\frac{2r_0}{E_{СТ}\delta} + \frac{1}{E_Ж}}} = \frac{\rho V}{\sqrt{\frac{2r_0\rho}{E_{СТ}\delta} + \frac{\rho}{E_Ж}}} = \rho\, V\, C$$

где $$C = \left(\frac{2r_0\rho}{E_{СТ}\delta} + \frac{\rho}{E_Ж} \right)^{-1/2}$$

Итак $$P_{УД} = \rho\, V\, C$$

Н.Е.Жуковским было показано, что величина С представляет собой скорость распространения ударной волны в трубе. Если стенки абсолютно жесткие, т.е.$E_{СТ} = \infty$, то

$$C' = \sqrt{\frac{E_Ж}{\rho}}$$

где С´– скорость звука в жидкости.

Полученные соотношения справедливы в случае, если задвижка полностью гасит скорость жидкости, движущейся в перекрываемом трубопроводе. Такой удар называется полным или прямым. Он возможен, когда перекрытие происходит весьма быстро. Удар считается полным, если вторая волна повышения давления возникает у заслонки тогда, когда трубопровод полностью перекрыт, т.е. для него справедливо равенство

$$t < \tau = \frac{2l}{c}$$

где t - время перекрытия трубы;

l - длина трубопроводе.

Величина τ называется фазой удара.

Неполный удар характеризуется меньшей величиной забросов давления $\Delta P_Н$. Эта величина может быть найдена из следующего приближенного выражения:

$$\Delta P_Н = \frac{\tau}{t} P_{УД}$$

Следует отметить, что если в сеть высокого давления внезапно подключается какая-либо недействующая магистраль или линия измерительного прибора, т.е. тупиковый трубопровод, то забросы давления могут превышать подключаемое давление в два раза. Это объясняется тем, что при резком изменении давления на величину ΔP жидкость в тупике, сжимаясь, начинает двигаться со скоростью

$$V = \frac{\Delta P}{\rho c}$$

Когда она подойдет к концу трубопровода, возникает уже описанное явление и давление увеличивается на величину

$$\rho V c = \Delta P$$

Это повышение давления накладывается на первоначальное изменение давления в трубопроводе ΔP, в результате чего суммарное повышение равно 2ΔP.

Для гашения ударов в гидравлических системах устанавливается гасители. Ими наиболее часто являются гидравлические аккумуляторы. Как видно из последних выражений, величина забросов давления меньше в коротком трубопроводе в случае плавного перекрытия и небольшой скорости движения жидкости.

Глава VI

НАСОСЫ

В ждкостно-газовых системах воздушных судов используются центробежные и объемные насосы [4] . Центробежные насосы - это источники давления топливных систем, а объемные - гидравлических.

Для расчета систем, рассматриваемого в первой части курса, необходимо знать мощность, кпд и характеристику насоса.

Если через насос в единицу времени проходит объем жидкости, равный Q, с весом $Q\gamma$, то при известном напоре насоса Н, т.е. энергии, передаваемой насосом единице веса, нетрудно найти энергию, сообщаемую в единицу времени всему потоку, т.е. полезную мощность насоса:

$$N_П = Q\gamma H$$

Полезная мощность $N_П$ меньше мощности, подводимой к валу насоса N, из-за наличия потерь, поэтому кпд насоса η равен отношению:

$$\eta = \frac{N_П}{N}$$

В насосах потери складываются из механических, объемных и гидравлических потерь. Механические потери - эго потери на трение между подвижными деталями насоса. Объемные потери определяется утечками жидкости из полостей нагнетания в полости всасывания, а гидравлические потери напора - эго потери в гидравлических сопротивлениях насоса.

Всем этим потерям соответствует кпд: механический $\eta_м$, объемный $\eta_о$ и гидравлический $\eta_г$, полный кпд равен произведению трех кпд:

$$\eta = \eta_М \eta_О \eta_Г$$

Это справедливо для центробежных насосов. В объемных насосах гидравлические потери малы, поэтому общий кпд равен произведен:

$$\eta = \eta_М \eta_О$$

Характеристикой насоса называется зависимость напора Н, мощности N и кпд η от подачи насоса Q.

Дня гидравлического расчета системы достаточно знать зависимость H = f(Q). Она используется для расчета топливных систем с центробежными насосами. В гидравлических системах с объемными насосами в полном напоре Н, создаваемом насосом, состоящий согласно уравнению Бернулли из геометрического напора z, пьезометрического P/γ и скоростного $V^2/2g$, преобладает пьезометрический напор, т.е. давление. Поэтому характеристики объемных насосов строятся не в координатах Н и Q, а Р и Q.

В соответствии с этим мощность объемного насоса равна:

$$N = \Delta PQ$$

На рис. 6.1 представлена характеристика центробежного насоса, а объемного нерегулируемой подачи на рис.6.2

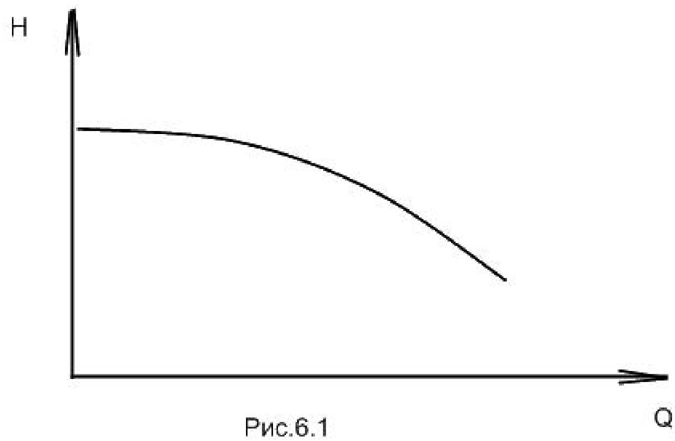

Рис.6.1

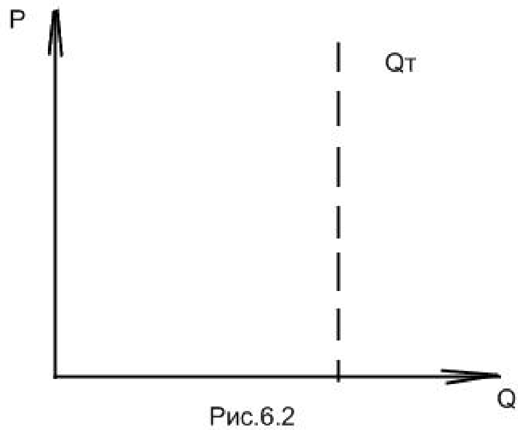

Рис.6.2

Зависимость для теоретической подачи Q_T представляет собой вертикальную прямую (рис.6.3), т.к. подача объемного насоса не зависит от давления и равна

$$Q = n\,q$$

где n - число оборотов в единицу времени,
q - объем, подаваемый насосом в систему за один оборот.

Но в насосе имеются утечки q_1 (рис.6.3).

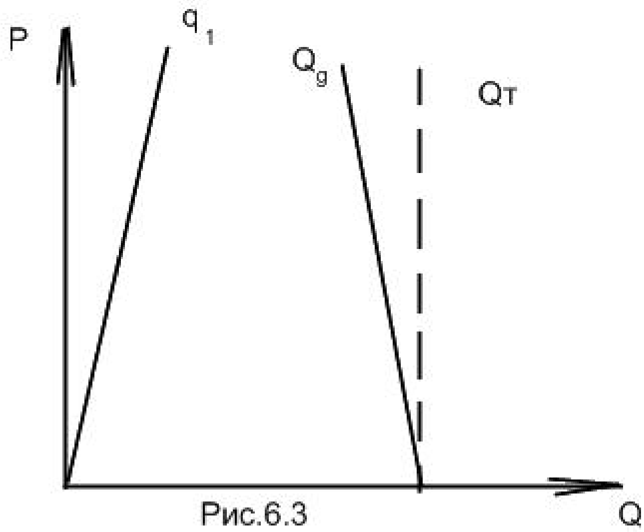

Рис.6.3

Если их вычесть из теоретической подачи, то получится действительная подача $Q_Д$, характеристика которой представляет собой наклонную прямую (рис.6.3). На рис.6.2 и 6.3 представлены характеристики объемного насоса нерегулируемой подачи.

В насосе регулируемой подачи при достижении в системе давления P_1 начиняет работать автоматика изменения угла наклона шайбы или блока цилиндров [4], устанавливая насос на нулевую подачу (рис.6.4). Таким образом, характеристика объемного насоса регулируемой подачи представляет собой ломанную прямую.

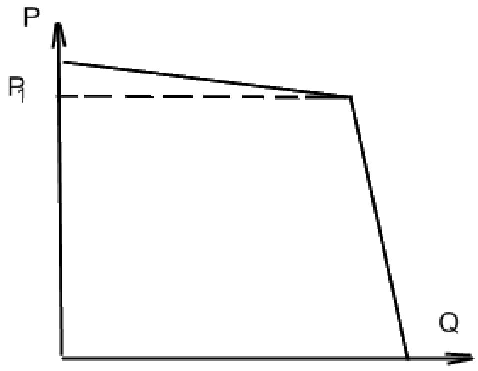

Рис 6.4

Конструктивные схемы центробежных и объемных насосов будут рассмотрены во второй части курса, посвященной изучению элементов жидкостно-газовых систем.

Дня выполнения полезных функций насос соединяется с сетью. Возможности системы, состоящей из насоса и сети, определяется как самим насосом, там и сетью. Работа насоса происходит в соответствии с его характеристикой 1 (рис. 6.5), а сеть полностью характеризуется кривой потребного напора 2 (кривые потребного напора будут нами рассмотрены в следующей главе).

Рабочей точкой системы является точка пересечения обей кривых А, т.е. работая с данной сетью, насос будет создавать напор H_A при подаче Q_A, а жидкость в сети соответственно будет обладать энергией H_A при расходе Q_A.

Это можно доказать следующим образом. Предположим, что насос создает напор, больший H_A. Следовательно, жидкость получает повышенную энергию, из-за чего должен увеличиваться расход. Это увеличение будет происходить до тех пор, пока он не станет равным Q_A. Если же напор насоса будет меньше напора H_A, то понижение энергии жидкости в сети приведет к уменьшению величины расхода до величины Q_A. Таким образом, в случае падающей характеристики насоса режим работы будет устойчивым, т.е. при отклонении от точки А режимная точка снова стремится занять исходное положение.

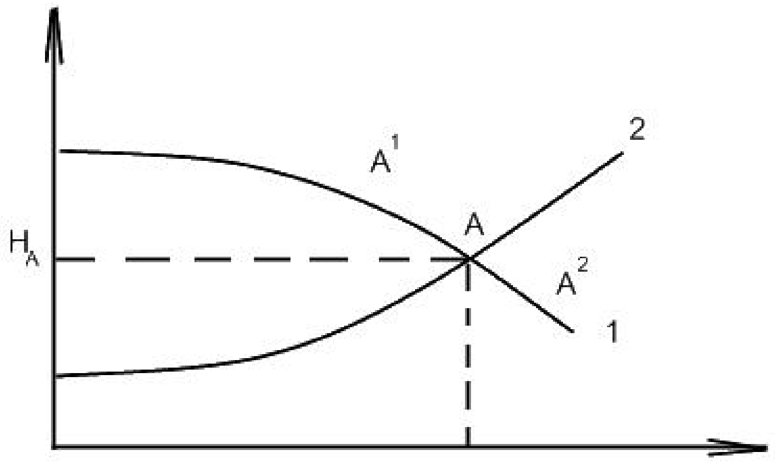

Рис.6.5

Глава VII

РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДОВ И ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Прежде чем рассмотреть методы расчета гидравлических систем, рассмотрим вначале вопросы, связанные с расчетами трубопроводов. Трубопроводы могут быть простыми или сложными. Простым называется трубопровод без ответвлений с постоянным по длине сечением. Сложный трубопровод - это трубопровод, имеющий ответвления или состоящий иэ труб с различными поперечными сечениями.

§ I. Простой трубопровод постоянного сечения.

В трубопроводе часть напора теряется на преодоление сопротивлений. Это отражается в уравнении Бернулли, записанном для начального и конечного сечений трубопровода:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + h_l + h_M$$

Если трубопровод горизонтальный, его диаметр постоянный, а местные сопротивления находятся друг от друга на расстоянии не менее 20 d , то

$$\frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \left(\frac{\lambda l}{d} + \sum \xi_i \right) \frac{V^2}{2g} = \left(\lambda \frac{l}{d} + \sum \xi_i \right) \frac{8Q^2}{\pi^2 g d^4}$$

Обозначив левую часть равенства через H, получим

$$H = \left(\lambda \frac{l}{d} + \sum \xi_i \right) \frac{8Q^2}{\pi^2 g d^4} = kQ^2 \quad или \quad \Delta P = k_1 Q^2$$

Это выражение называется характеристикой трубопровода. Оно отражает зависимость потерь в трубопроводе от расхода.

Характеристику трубопровода H = f (Q) можно представить графически (рис.7.1).

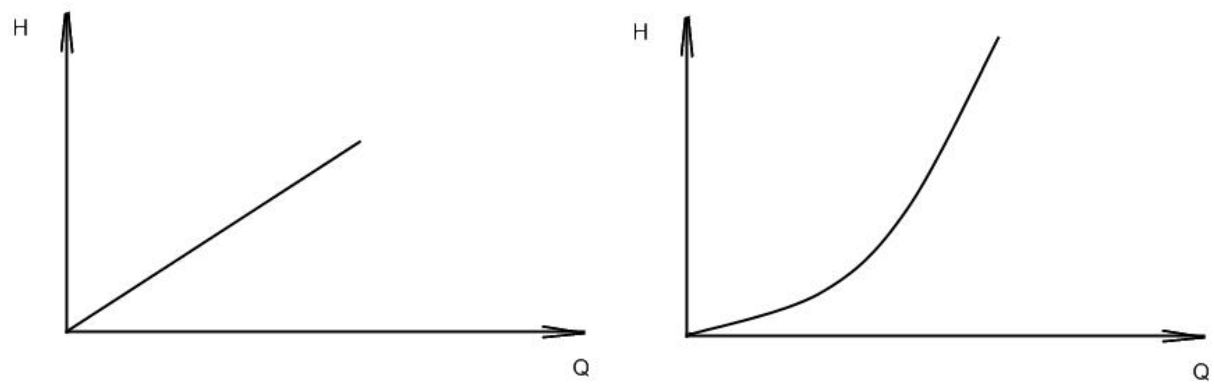

Рис.7.1

В зависимости от режима течения она изображается или прямой для ламинарного режима, или параболой для турбулентного режима.

Последняя формула является основной для расчета простых трубопроводов. Согласно этому выражению, содержащему величины H, *l*, d и Q задачи могут состоять в нахождении одной ив этих величин при известных трех остальных, т.е.

1) определить напор H (давление P), потребный (требующееся) для обеспечения заданного расхода, при известных d и *l* трубопровода;

2) определить расход (скорость течения жидкости) при заданных напоре $H_З$ и размерах трубопровода d и *l*;

3) определить диаметр трубопровода, необходимый для обеспечения заданного расхода, при известных перепаде давления ΔP (H) и длине трубопроводе *l*.

Задачи первого типа решатся просто, по последнему равенству, т.к. задан расход, а, следовательно, и режим течения жидкости. Во втором типе задач расход неизвестен, следовательно, неизвестно, какой режим имеет место и нельзя, не зная Re, найти λ *и* ξ.В результате в одном уравнении имеются два неизвестных.

Такие задачи решается методом последовательных приближений. В ходе решения вначале задаются величиной λ, изменяющейся в незначительных пределах ($\lambda = 0{,}015 \div 0{,}04$), а затем находят искомую величину Q. После первого шага определяют разницу между заданной и полученной величинами λ. В соответствии с этой разницей задаются следующими значениями λ и определяют Q. Расчет заканчивается, когда ΔQ_L становится достаточно малой величиной. Расчет этим методом сложных сетей получается громоздким, поэтому задачу целесообразно решать графически. Для этого строится характеристика трубопровода. Точка пересечения этой кривой с горизонтальной прямой, соответствующей заданному напору, определяет искомый расход (рис. 7.2).

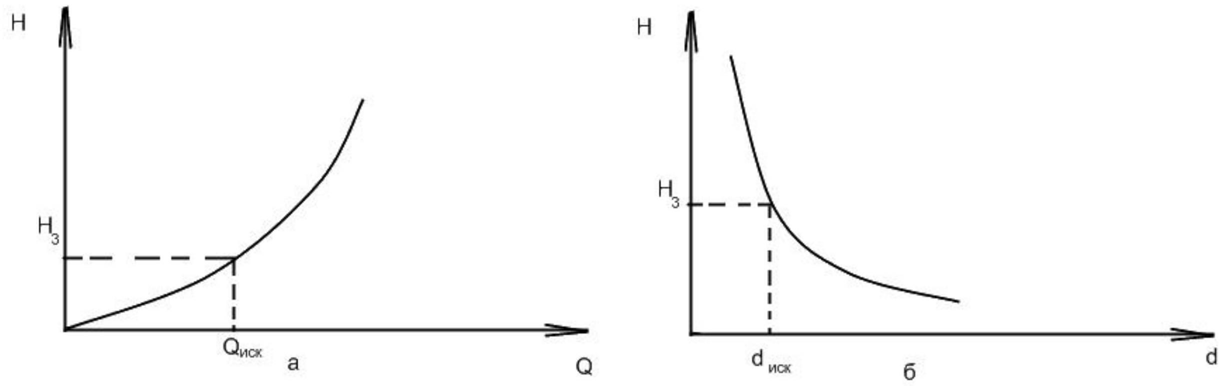

Рис.7.2

Характеристику трубопровода можно построить по точкам с помощью таблицы.

Q	Q_1	Q_2	Q_3	…………	Q_n
$V=\dfrac{4Q}{\pi d^2}$					
$\mathrm{Re}=\dfrac{Vd}{\nu}$					
$\lambda_Л=\dfrac{64}{\mathrm{Re}}$ $\lambda_T=\dfrac{0.3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}}$					
$h=\lambda\dfrac{l}{d}\dfrac{V^2}{2g}$ $\Delta P=\lambda\dfrac{l}{d}\dfrac{\rho V^2}{2}$					

В первой строчке этой таблицы должны располагаться выбранные значения расхода, во второй и третьей вычисленные скорости V и числа Рейнольдса Re. После определения Re и режима течения вычисляются коэффициенты трения λ по формулам, соответствующим ламинарному ($\lambda_Л$) и турбулентному (λ_T) режимам течения. В последней строке размещаются вычисленные напоры h - потери на трение в трубе, если строится зависимость h = f(Q), или потери давления ΔP, если необходимо построить кривую ΔP = f(Q), когда задано давление P_3, которое допустимо потерять на трение по длине трубопровода.

В третьем типе задач также неизвестен режим течения. Задача решается графически. В начале задается ряд диаметров, для каждого диаметра определяется H и строится кривая H = f(d). Затем проводится горизонтальная прямая H_3=const, и по ее точке пересечения с кривой H = f(d) находится искомый диаметр (рис.7.2 ,б).

Кривую H = f(d) также можно построить с помощью таблицы аналогичной приведенной выше, но в первой строке этой таблицы должны располагаться не выбранные расходы Q, а диаметры d.

§ 2. Последовательное и параллельное соединения трубопроводов.

Расчет трубопровода, состоящего из последовательно соединенных труб разного диаметра, основан на том, что расход через этот трубопровод по длине постоянен, т.е.

$$Q_1=Q_2=\ldots=Q_n$$

а общее потерн трубопровода равны сумме потерь на отдельных участках

$$H=\sum_i\lambda\frac{l}{d}\frac{V^2}{2g}=\frac{8Q^2}{\pi^2 g}\sum_i\lambda\frac{l}{d^5}=MQ^2$$

Если имеются зависимости $h_i = f_i(Q)$ ($P_i = f_i(Q)$) составляющих труб (рис.7.3), то согласно двум последним уравнениям каждая точка характеристики всего трубопровода $H=MQ^2$ ($P=NQ^2$) должна быть получена сложением ординат зависимостей $f_1(Q)$, $f_2(Q)$ и $f_3(Q)$ при соответственном значении т.е. сложением по вертикали потерь на отдельных трубопроводах при данном расходе.

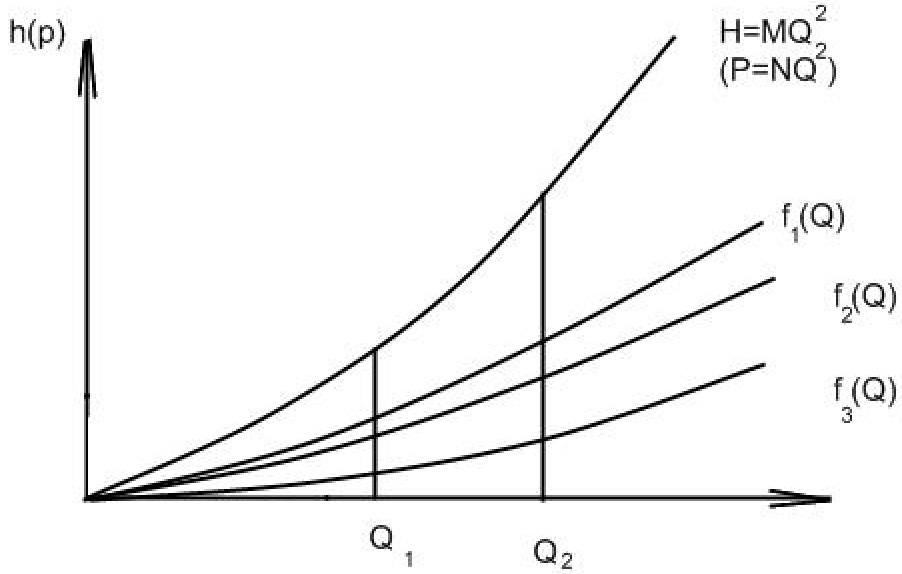

Рис.7.3

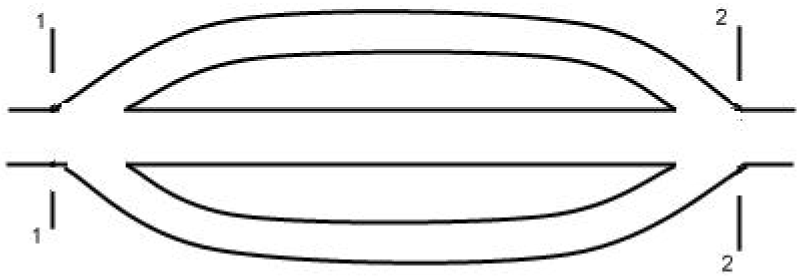

Рис.7.4

В случае параллельного соединения горизонтальных труб для сечений I-I и 2-2 (рнс.7.4) можно запивать следующее уравнение Бернулли

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}+h_П$$

$$и \quad h_П=\left(\frac{P_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}\right)-\left(\frac{P_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}\right)$$

Эти соотношения справедливы для каждой параллельно соединенной трубы, следовательно, величины потерь в них равны, т.е.

$$h_1=h_2=h_3=\ldots=h_n$$

Кроме того, очевидно, что

$$Q_1+Q_2+\ldots+Q_n=Q$$

То же самое можно высказать следующим образом. Как отмечалось ранее, при движении по трубам теряется энергия давления, т.е. потери - это разница между давлениями на входе и выходе труби. При объединении начальных и конечных сечений труб давления в соединительных сечениях равны, следовательно, равны и потери в трубопроводах.

Равенство напоров в начале и в конце труб обуславливает распределение расхода через них таким образом, что потери во всех трубах становятся одинаковыми. Если, например, в одном из двух параллельно соединенных трубопроводов имеется задвижка, и она несколько прикрывается, т.е. увеличивается его сопротивление, то расход через него соответственно уменьшается, а через другой - увеличивается. Из-за увеличения расхода потери на втором трубопроводе также увеличиваются, и в результате между входом и выходом параллельного соединения увеличивается перепад давлений, потери становятся большими, но равными.

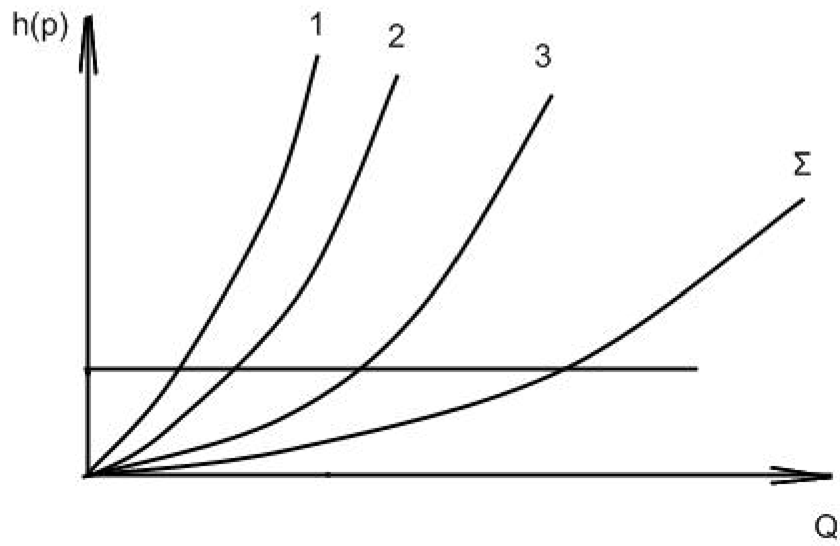

Рис.7.5

Следовательно, при известных характеристиках отдельных параллельно соединенных труб $H_i = f_i(Q)$ ($P_i = f_i(Q)$)(рис.7.5) характеристика сложного трубопровода может быть получена сложением по горизонтали абсцисс данных кривых, т.е. расходов соответствующих определенному значению h(P).

§ 3. Кривые потребного напора.

Из первого равенства этой главы можно выделить член P_1/γ называемый потребным напором (давлением)

$$\frac{P_1}{\gamma} = H_П = \frac{P_2}{\gamma} + z_2 - z_1 + k_1 Q; \quad P_{П1} = P_2 + \gamma(z_2 - z_1) + k_2 Q.$$

Как видно, величина потребного напора (давления) определяется нагрузкой, создающей P_2, перепадом высот z_2-z_1 и сопротивлением трубопровода $к_1Q$. На графике согласно последнему уравнение кривая потребного напора (давления) должна лежать выше или ниже характеристики трубопровода $H = к_1(Q)$ ($P = к_2(Q)$) на величину $H' = \frac{P_2}{\gamma} + z_2 - z_1 \left(P' = P_2 + \gamma(z_2 - z_1)\right)$. Если часть кривой потребного напора (давления) лежит ниже оси абсцисс, то жидкость в трубопроводе имеет возможность двигаться самотеком, т.е. имеет место отрицательный потребный напор (давление).

Например, если по трубопроводу, имеющему характеристику, представленную на рис.7.6 ,производится заправка бака, поднятого на величину z_M, то кривая потребного напора (давления) в этом случае должна выходить из точки А, ордината которой равна $+z_M$ ($z\gamma$). Если же по этому трубопроводу осуществляется питание двигателя и жидкость двигается из бака вниз, то кривая потребного напора (давления) должна начинаться в точке В с ординатой $-z_M$ ($-z\gamma$). Здесь в случае достаточно малой скорости движения жидкость из бака может двигаться самотеком. При скорости, соответствующей расходу, определяемому точкой пересечения кривой потребного напора (давления) с осью абсцисс, самотек прекращается, т.к. потерн в трубопроводе становятся равными отрицательному потребному напору (давлению).

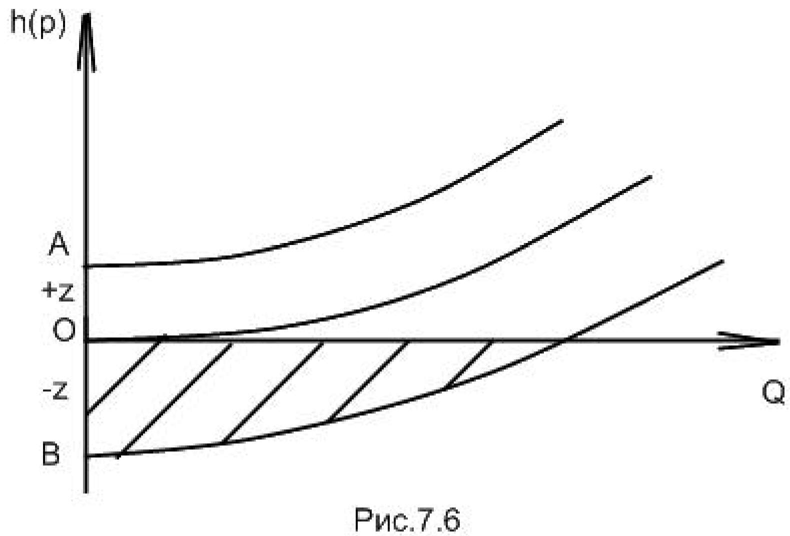

Рис.7.6

Из последнего уравнения следует, что вид кривой потребного напора (давления) зависит от величины к знака P_2/γ ((P_2)). Величина P_2 определяется нагрузкой. Например, если жидкость м трубопровода поступает в полость гидравлического цилиндра (рис.7,7), то давление P_2 равно усилию F, действующему на шток поршня, деленному на эффективную площадь поршня S. В этом случае кривая потребного напора (давления) должна начинаться из точки с ординатой $+\frac{F}{\gamma S}\left(+\frac{F}{S}\right)$. Если же нагрузка помогающая, т.е. действует по направления, обратному направлению силы F, изображенной на рис.7.7, то кривая потребного напора (давления) должна подниматься из точки с ординатой $-\frac{F}{\gamma S}\left(-\frac{F}{S}\right)$ (рис.7.8).

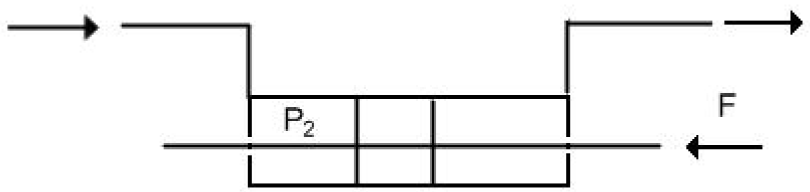

Рис.7.7

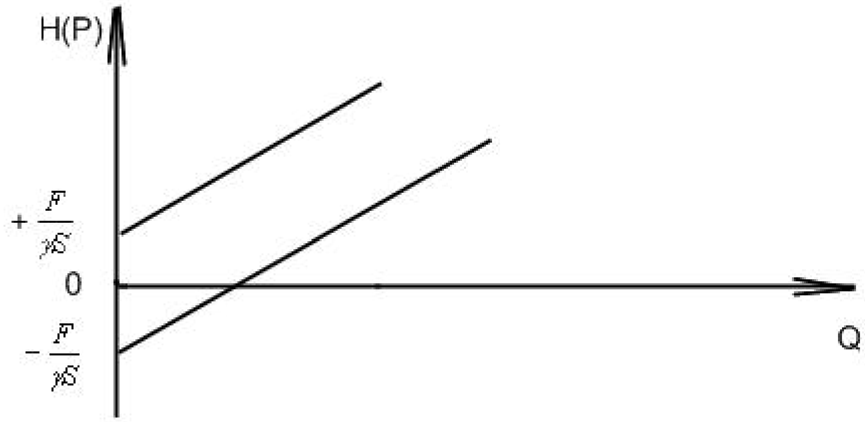

Рис.7.8

§ 4. Расчет сложных трубопроводов

В начале рассмотрим разветвленный трубопровод с тремя баками (рис.7.9) Расчет такого трубопровода производится или аналиптаескм с помощью уравнений Бернулли и уравнения расходов, или графически. Остановимол на пооледнем методе.

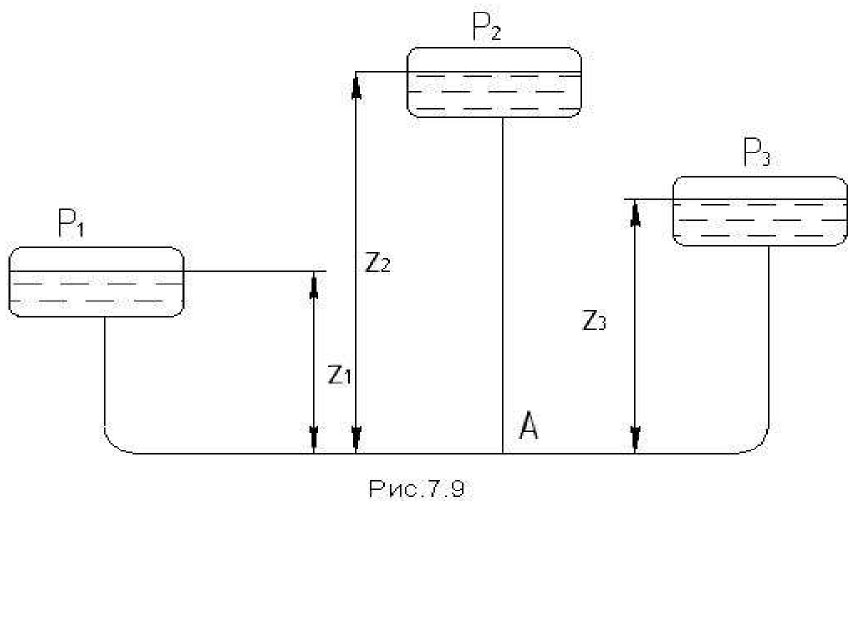

Рис.7.9

Если провести плоскость сравнения через точку А, то уравнения Бернулли, записанные для каждого трубопровода для точки соединения А и свободных поверхностей жидкости в баках, и уравнение расходов будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \dfrac{P_A}{\gamma} = \dfrac{P_1}{\gamma} + z_1 + h_{П1} \\ \dfrac{P_A}{\gamma} = \dfrac{P_2}{\gamma} + z_2 + h_{П2} \\ \dfrac{P_A}{\gamma} = \dfrac{P_3}{\gamma} + z_3 + h_{П3} \\ Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \end{cases}$$

Сравнив первые три уравнения с равенством для потребного напора, нетрудно сделать вывод, что P_A/γ является в данном случае потребным напором и что для всех трех трубопроводов он одинаков. Последнее же уравнение отражает тот факт, что общий расход равен сумме расходов. Следовательно, если имеются кривые потребных напоров (давления) отдельных трубопроводов, то кривую потребного напора (давления) всего сложного трубопровода можно получить сложением по горизонтали абсцисс всех исходных кривых при постоянном H (P) (рис.7.10), т.е. аналогично тому, как это делалось в случае параллельного соединения трубопроводов. Не следует, однако, забывать, что у параллельно соединенных трубопроводов равны потери, и поэтому складываются по горизонтали характеристики, а, у разветвленных трубопроводов потери в общем случае различны, а динаковы лишь потребные напоры, поэтому по горизонтали складывается лишь кривые потребных напоров. На рис.7.10 верхние три кривые соответствуют заправке баков и движению жидкости вверх, а нижние - питание из баков и движение жидкости вниз.

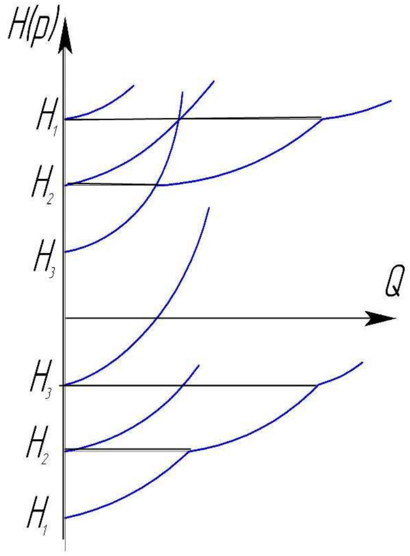

Рис.7.10

В общем случае гидравлические системы содержат параллельные, последовательные и разветвленные соединения трубопроводов. Для построения суммарной кривой потребного напора (давления) сети необходимо построить кривые для отдельных участков; Затем необходимо сложить по соответствующему правилу кривые параллельных или разветвленных соединений трубопроводов. После этого полученную суммарную характеристику по правилу сложения для последовательных трубопроводов можно сложить с кривыми трубопроводов, соединенных последовательно с трубопроводами, для которых ранее была построена общая характеристика.

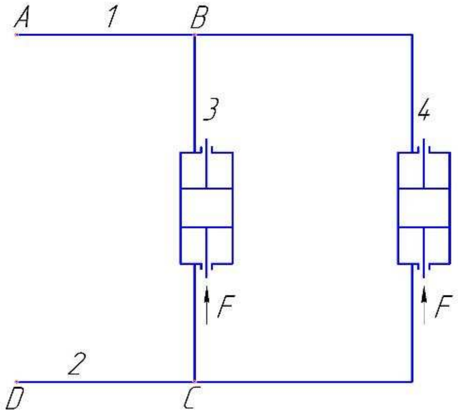

Рис.7.11

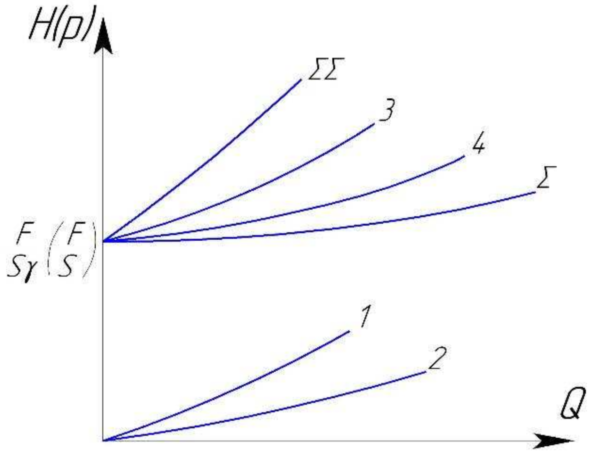

Рис.7.12

Например, если гидравлическая система состоит из двух последовательно 1 и 2 (AB и DC) и двух параллельно соединенных трубопроводов 3 и 4 (BC), имеющих цилиндры с площадями поршней S, на штоки которых действует усилия F(рис. 7.11), то для получения суммарной кривой потребного напора (давления) сначала необходимо сложить кривые 3 и 4 по горизонтали, а затем полученную суммарную характеристику сложить с характеристиками 1 и 2 трубопроводов AB и DC по правилам суммирования кривых последовательно соединенных трубопроводов. т.е. по вертикали.

§ 5. Расчет гидравлической сети с источником питания

Подача рабочей жидкости в гидросистемах осуществляется насосом. Целью расчета трубопровода с насосом является определение рабочей точки системы, т.е. напора H_A (P_A) расхода Q_A в системе. Как отмечалось в главе VI, эта точка есть точка А пересечения двух кривых: характеристики насоса и суммарной кривой потребного напора (давления) гидравлической сети (рис.7.13). Таким образом, если известна характеристика насоса, расчет заключается в построении суммарной кривой потребного напора (давления) сети по правилам, изложенным в §3 и графическом определении H_A (P_A) и Q_A.

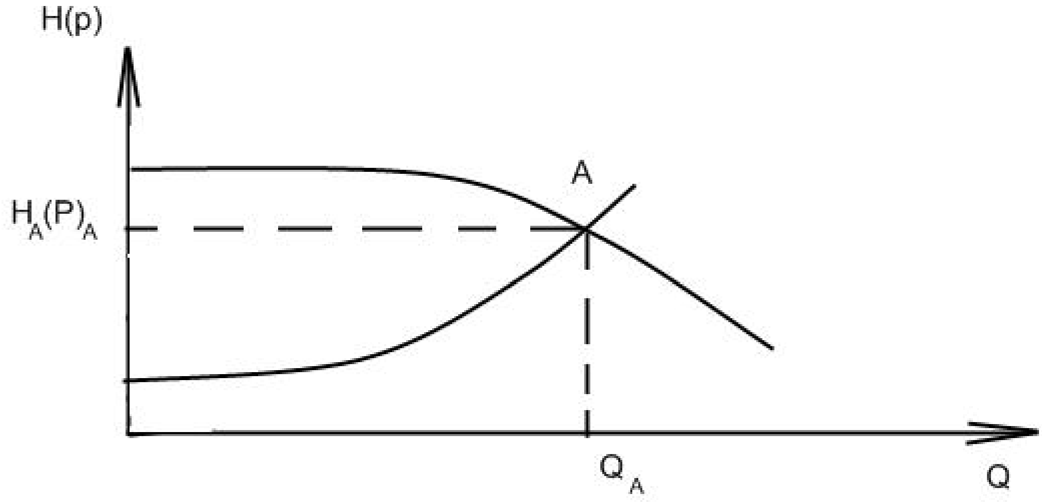

Рис.7.13

После того, как найден расход в системе, необходимо провести проверочный расчет, магистрали всасывания, т.е. участка трубопровода, протянувшегося от бака до насоса. Часть трубопровода - от насоса до исполнительного элемента - называется напорной линией, или магистралью нагнетания, а линия от исполнительного элемента до бака называется магистралью, или линией слива Проверочный расчет заключается в определении абсолютного давления P_2 перед входом в насос и сравнении его с величиной давления парообразования $P_п$. Оно, как минимум, должно быть больше давления парообразования на величину кавитационного запаса $\Delta P_{КЗ}$. Это необходимо сделать для исключения возможности возникновения кавитации на входе в насос.

Искомое давление P_2 может быть найдено из уравнения Бернулли, записанного для свободной поверхности жидкости в баке и сечения, находящегося перед входом в насос. Если пренебречь скорость перемещения свободной поверхности и провести плоскость сравнения через второе сечение, то уравнение примет следующий вид

$$\frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha \frac{V_2^2}{2g} + h_П$$

здесь P_1 - давление над свободной поверхностью жидкости в баке;

z_2 - высоте расположения входного патрубка насоса над свободной поверхностью.

Для открытой топливной системы давление P_1 равно сумме атмосферного давления и избыточного давления газа в баке $P_{Г\ ИЗБ}$. Следовательно, при увеличении высоты полета самолета, поскольку уменьшается P_1, при прочих равных условиях, уменьшается и давление P_2 т.е. увеличивается вероятность возникновения кавитации. Отсюда, если задаться минимальным значением P_{2min}=$P_П$+$\Delta P_{КЗ}$, и известны $P_{2\ ИЗБ}$, z_2, V_2 и $h_П$ из уравнения

$$\frac{P_A + P_{Г\,ИЗБ}}{\gamma} = z_2 + \frac{P_П + \Delta P_{КЗ}}{\gamma} + \alpha\frac{V_2^2}{2g} + h_П$$

нетрудно найти $P_{a\,min}$ и соответствующую ему предельную высоту полета, т.е. высотность топливной системы.

Аналогично, если известны P_a и P_{2min}, можно найти предельную высоту всасывания насоса z_{2max} или минимальный диаметр всасывающего трубопровода. Это бывает нужно знать, т.к. при увеличении z_2 и уменьшении диаметра давление перед входом в насос падает и может стать равным давлению парообразования. Из последнего уравнения видно, что P_a может быть тем меньше, и следовательно, больше высотность системы, чем больше наддув баков, т.е. величина $P_{Г\,ИЗБ}$, больше диаметр всасывающего трубопровода (меньше V_2), меньше высота всасывания z_2 и меньше сопротивление всасывающего трубопровода, т.е. величина $h_П$. Последнее обстоятельство часто заставляет отказываться от установки фильтров перед насосами.

§ 6. Расчет системы в случае переменной нагрузки.

Если в системе нагрузка изменяется во времени, то зависимость F = f(t) разбивается на интервалы Δt и в каждом интервале времени нагрузка считается постоянной. Для каждого интервала Δt_i находится постоянное значение F_i и по изложенной выше методике определяется рабочая точка и расход в системе. Затем строится зависимость Q = f(t),

ЛИТЕРАТУРА :

1. Некрасов Б.Б. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М.; Машиностроение, 1967.
2. Башта Т.М., Руднев С.С., Некрасов Б.Б., Байбаков О.В., Кирилловский Ю.Л. Гидравлика, гидравлические машины и гидравлические приводы. М. Машиностроение. 1989.
3. Клемина Л.Г. гидравлика самолетных систем. Конспект. М.; МИИГА. 1978
4. Клемина Л.Г. Гидравлика самолетных систем. Пособие. М.; МИИГА. 1980

ОГЛАВЛЕНИЕ: