

Билет 1.

1. Легкоподвижность (текучесть) жидкой среды. В чем она проявляется?

Легкоподвижность – свойство среды неограниченно деформироваться под действием постоянной сколь угодно малой силы. Она проявляется в том, что ж. и г. принимают форму той области пространства, которую занимают.

2. Давление жидкости на твердые поверхности. Тело давления и закон Архимеда.

Определим силу давления на твердое тело, погруженное в жидкость. На замкнутую криволинейную поверхность, являющуюся поверхностью твердого тела погруженного в жидкость будут действовать массовые силы (в данном случае силы тяжести) и поверхностные, силы давления на поверхность тела. Рассмотрим действие сил давления. Как известно, горизонтальные составляющие силы давления будут взаимно уравновешены. Так как проекции тела на координатную плоскость XOZ с его левой и правой сторон совпадут; то совпадут и координаты центров тяжести этих проекций. Тогда проекции сил давления на ось OX будут одинаковыми по величине, но противоположными по направлению. Аналогично на проекции поверхностей в координатной плоскости YOZ , $P'_1 = -P''_1$. Неуравновешенными будут лишь вертикальные составляющие силы давления, действующие на верхнюю и нижнюю стороны поверхности тела. Вертикальными сечениями выделим на верхней и нижней половинах тела малые площадки. Тогда вертикальные составляющие на верхнюю и нижнюю площадки будут равны:

$$dP_1 = p_0 dS + \rho_{ж} g h_1 dS$$

$$dP_2 = -p_0 dS - \rho_{ж} g h_2 dS$$

После интегрирования по объёму тела найдём равнодействующую сил давления. Она окажется равной разности весов двух тел давления, ограниченных свободной поверхностью жидкости и верхней и нижней поверхностями тела.

$$R = -\rho_{ж} g \cdot W_m$$

Таким образом, сила давления покоящейся жидкости на погруженное в нее тело направлена вертикально вверх и равна весу жидкости в объеме тела. Этот результат составляет содержание **закона Архимеда**: сила A называется архимедовой или гидростатической подъемной силой. Если G – вес тела, то его плавучесть определяется соотношением сил A и G . При $G > A$ тело тонет, при

$G < A$ – всплывает, при $G = A$ – плавает в состоянии безразличного равновесия. Следует иметь в виду, что линии действия сил G и A могут не совпадать, так как линия действия веса G проходит через центр тяжести тела, а линия действия архимедовой силы A – через центр его объема. При неравномерном распределении плотности тела может появиться момент, способствующий опрокидыванию тела.

Степень погружения плавающего на поверхности тела под уровень жидкости зависит от соотношения плотности тела и жидкости:

$$\frac{W_2}{W_1 + W_2} = \frac{\rho_m}{\rho_{ж}}$$

Тело давления - объем жидкости, лежащий над криволинейной поверхностью, между вертикальными плоскостями, проходящими через крайние образующие и свободной поверхностью жидкости или ее продолжением.

3. Гипотеза сплошности среды. Основные понятия жидкого континуума.

Указанные обстоятельства позволяют ввести **гипотезу сплошности** изучаемой среды и заменить реальные дискретные объекты упрощенными моделями, представляющими собой материальный континуум, т. е. материальную среду, масса которой непрерывно распределена по объему, т.е. жидкость можно рассматривать как сплошную среду (континуум), лишенную молекул и межмолекулярных пространств. Гипотеза сплошности среды означает, что всякий малый элемент объема жидкости считается все-таки настолько большим, что содержит еще очень большое число молекул.

Согласно гипотезе сплошности масса среды распределена в объеме непрерывно и в общем неравномерно.

Реально существующее хаотическое движение молекул отражается в этом случае в величине макроскопических параметров - ρ , P , T , W , которые для континуума являются функциями точек пространства.

Для газа используют критерий Кнудсена: $Kn = l/L$, где l – длина свободного пробега молекул, L – характер. размер течения.

1. $Kn < 0,01$ то гипотеза сплошности справедлива.

2. $Kn > 0,01$ то течения разреженных газов. В этой области различают три степени разреженности: (0,01- 0,1) – течения со скольжением; (0,1-

Билет 2.

1 Модели жидкой среды.

В зависимости от тех свойств получают различные ее модели.

Под **моделью реальной среды** понимают такую гипотетическую среду, в которой учтены только некоторые из физических свойств, существенные для определенного круга явлений и технических задач. Одной из основных в гидромеханике является **модель несжимаемой идеальной (или невязкой) жидкости**. Так называется гипотетическая сплошная среда, обладающая текучестью, лишенная вязкости и полностью несжимаемая.

Более полно свойства реальной жидкости учитываются в **модели вязкой несжимаемой жидкости**, которая представляет собой среду, обладающую текучестью и вязкостью, но абсолютно несжимаемую. Теория вязкой несжимаемой жидкости лишь в ограниченном числе случаев с простейшими граничными условиями позволяет получить точные решения полных уравнений движения.

Гипотезу сплошности, упрощенные модели, представляющими собой материальный континуум, т. е. материальную среду, масса которой непрерывно распределена по объему, т.е. жидкость можно рассматривать как сплошную среду (континуум), лишенную молекул и межмолекулярных пространств.

3 Силы, действующие в жидкости. Напряжения.

Внешние силы, действующие на жидкий объем и определяющие его движение, разделяются на массовые (объемные) и поверхностные.

Массовые силы R приложены ко всем жидким частицам, составляющим жидкий объем. К ним отн. силы тяжести и силы инерции. Кроме того, к массовым силам отн. силы взаимодействия частиц токопроводящей жидкости с э/м полями. Для характеристики массовых сил водится величина «напряжение массовых сил», которая опр. как отношение вектора массовой силы ΔR к массе Δm жидкой частицы, на которую она действует:

$\vec{R} = \lim(\Delta R / \Delta m)$. В соответствии со вторым законом Ньютона, массовая сила равна произведению массы на ее ускорение, вызванное этой силой. Поэтому напряжение массовой силы равно ускорению центра массы частицы, проходящей в данный момент времени через данную точку, и характеризует распределение массовых сил в пространстве, занятом жидкостью. Проекция напряжения массовой силы на оси координат x, y, z обозначим X, Y, Z тогда $\vec{R} = \vec{i}X + \vec{j}Y + \vec{k}Z$.

Поверхностные силы R_n представляют воздействие внешней среды на поверхность выделенного объема. Это воздействие распределено по поверхности непрерывно. К ним отн. силы трения и давления. Нормальная составляющая

$\Delta \vec{R}_{n\sigma}$ поверхностной силы действует по нормали к поверхности ΔS , противоположно $\vec{n}$. Сила трения или тангенциальная составляющая $\Delta \vec{R}_{n\tau}$ действует в плоскости ΔS .

Напряжения поверхностных сил в точке $A(x, y, z)$ – это пределы отношений соответствующих сил к площадке ΔS при стягивании ее в точку.

Билет 5.

1 Полный импульс потока в сечении.

Величина $\vec{J} = \overline{pF + m\vec{W}}$ называется полным импульсом потока в сечении F . Тогда силу R можно определить по формуле: $\vec{R} = \vec{J}_1 - \vec{J}_2$, где $\vec{J}_1$ -полный импульс потока во входном сечении канала, $\vec{J}_2$ -в выходном канале.

3. Формы уравнения энергии и их физический смысл.

Закон сохранения энергии в применении к энергетически неизоллированному жидкому объему V , находящемуся в движении, можно сформулировать так: изменение полной энергии выделенного объема за единицу времени равно сумме работ массовых и поверхностных внешних сил, приложенных к объему и ограничивающей его поверхности, плюс тепло, подведенное извне за то же время.

Дифференциальная форма уравнения энергии для движущейся вязкой сжимаемой жидкости в виде:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(u + \frac{W^2}{2} \right) = \rho (\vec{R} \vec{W}) + q_e$$

где q_e –количество тепла, подводимое извне к

Билет 3.

1. Потенциал скорости и потенциалное течение.

Единственное условие безвихревого движения является отсутствие вращения жидких частиц относительно собственных осей. При этом частица могут двигаться по любым траекториям и деформироваться. Математическое выражение: $\omega_z = \omega_y = \omega_x$ или

$$\partial u / \partial y = \partial v / \partial x ;$$

$$\partial u / \partial z = \partial w / \partial x ;$$

$$\partial w / \partial y = \partial v / \partial z .$$

Т.о. в случае безвихревого течения имеет место потенциал, т.е.функцию координат $\phi(x, y, z)$, частные производные которой по любому направлению n и, след-но, по координатным осям равны соответствующим проекциям вектора скорости:

$$\partial \phi / \partial n = W_n ; \partial \phi / \partial x = u$$

; ... потенциал скорости полностью определяет поле скоростей:

$$W^2 = u^2 + v^2 + w^2$$

и

$$\text{grad} \phi = \vec{W}$$

Потому безвихревое течение жидкости называется также потенциалным.

3. Трубка тока. Струйка тока. Поток жидкости, живое сечение, поперечное сечение, смоченный периметр. Гидравлический диаметр.

Поверхность, образованная линиями тока и проходящая ч/з точки замкнутого контура, называется трубкой тока. Линия тока – в каждой точке вектор тока касательный. (Если периметр охватывает малую площадку, трубку называют элементарной). Жидкость внутри – элементарная струйка или струйка. В пределах поперечного сечения элементарной струйки скорость течения и др. параметры принимаются постоянными. Поток жидкости – совокупность элементарных струек. Струйки в потоке плотно прилегают друг к другу.

Живым сечением называется сечение потока. Каждая элементарная площадка которого нормальна к соответствующему вектору скорости. Если линии тока параллельны, то живое сечение плоское.

Гидравлический радиус $r = F / \chi$, χ - смоченный периметр, длина линии, по которой живое сечение потока соприкасается с огранич. поверхностями.

Гидравлический диаметр $d_z = 4r_z$.

Поперечным сечением потока называется сечение площадью S , перпендикулярное оси.

Объемным расходом жидкости Q называется объем жидкости, протекающий через данную поверхность в секунду: $Q = \int_F W_n dF$.

Поток жидкости - конечный движущийся объем жидкости, состоящий из бесконечно большого числа элементарных струек.

Билет 6.

1 Местные потери и коэффициент местного сопротивления.

Сети трубопроводов, распределяющие или отводящие жидкость от потребителей, меняют свой диаметр (сечение), на сетях устраиваются повороты, ответвления, устанавливаются запорные устройства и т. п. В этих местах поток меняет свою форму, резко деформируется. Вследствие изменения формы возникают дополнительные силы сопротивления, так называемые **местные сопротивления**. На их преодоление расходуется напор. Напор, затрачиваемый на преодоление местных сопротивлений, называют **местными потерями напора** и обозначают через h_m .

Местные потери напора определяют как произведение скоростного напора непосредственно вблизи местного сопротивления ζ , по формуле

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

(1)

Общей теории для определения коэффициентов местных сопротивлений, за исключением отдельных случаев, нет. Поэтому коэффициенты местных сопротивлений, как правило, находят опытным путем. Значения их для различных элементов трубопроводов приводятся в технических справочниках. Иногда местные сопротивления выражают через эквивалентную длину прямого участка трубопровода $l_{экв}$. Эквивалентной длиной называют такую длину прямого участка трубопровода данного диаметра, потери

Билет 4.

1. Безвихревое течение и его связь с потенциалным.

Единственное условие безвихревого движения является отсутствие вращения жидких частиц относительно собственных осей. При этом частица могут двигаться по любым траекториям и деформироваться. Математическое выражение:

$$\omega_z = \omega_y = \omega_x$$

или

$$\partial u / \partial y = \partial v / \partial x ;$$

$$\partial u / \partial z = \partial w / \partial x ;$$

$$\partial w / \partial y = \partial v / \partial z .$$

Т.о. в случае безвихревого течения имеет место потенциал, т.е. функцию координат $\phi(x, y, z)$, частные производные которой по любому направлению n и, след-но, по координатным осям равны соответствующим проекциям вектора скорости:

$$\partial \phi / \partial n = W_n ; \partial \phi / \partial x = u$$

; ... (1) потенциал скорости полностью определяет поле скоростей:

$$W^2 = u^2 + v^2 + w^2$$

и

$$\text{grad} \phi = \vec{W}$$

Потому безвихревое течение жидкости называют также потенциалным. Справедливость равенств (1) доказывается постановкой значений u, v, w в (2), в результате чего получаются тождества вида

$$\partial^2 \phi / \partial x \partial y = \partial^2 \phi / \partial x \partial y$$

3. Физический смысл уравнения Навье-Стокса и отдельных его составляющих.

Уравнение Навье-Стокса для случая $\mu = \text{const}$:

$$X - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \Delta u + \frac{1}{3} \nu \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\text{div} \vec{W}) = \frac{du}{dt}$$

(XYZ), (uvw).

В векторной форме:

$$\vec{R} - \frac{1}{\rho} \cdot \text{grad} p + \nu \cdot \Delta \vec{W} + \frac{1}{3} \nu \cdot \text{grad} (\text{div} \vec{W}) = \frac{d\vec{W}}{dt}$$

Ур-е представляет собой специфическую для вязкой сжимаемой жидкости форму второго закона Ньютона. В левой части уравнения стоят силы, отнесенные к единице массы: это массовые силы $\vec{R}$, сила давления, силы внутреннего трения. В правой части уравнения стоят отнесенные к единице массы произведения массы на соответствующие ускорения.

Билет 7.

1. Понятие о гидравлически гладких и шероховатых трубах.

Состояние стенок трубы в значительной мере влияет на поведение жидкости в турбулентном потоке. Так при ламинарном движении жидкость движется медленно и плавно, спокойно обтекая на своём пути незначительные препятствия. Возникающие при этом местные сопротивления настолько ничтожны, что их величиной можно пренебречь. В турбулентном же потоке такие малые препятствия служат источником вихревого движения жидкости, что приводит к возрастанию этих малых местных гидравлических сопротивлений, которыми мы в ламинарном потоке пренебрегли. Такими малыми препятствиями на стенке трубы являются её неровности. Абсолютная величина таких неровностей зависит от качества обработки трубы. В гидравлике эти неровности называются выступами шероховатости, они обозначаются литерой Δ . В зависимости от соотношения толщины ламинарной плёнки и величины выступов шероховатости будет меняться характер движения жидкости в потоке. В случае, когда толщина ламинарной плёнки велика по сравнению с величиной выступов шероховатости $\delta \gg \Delta$, выступы шероховатости погружены в ламинарную плёнку и турбулентному ядру течения они недоступны (их наличие не сказывается на потоке). Такие трубы называются гидравлически гладкими. Когда размер выступов шероховатости превышает толщину ламинарной плёнки, то плёнка теряет свою сплошность, и выступы шероховатости становятся источником многочисленных вихрей, что существенно сказывается на потоке жидкости в целом. Такие трубы называются гидравлически шероховатыми. Естественно, существует и промежуточный вид шероховатости стенки

10) – переходная, наименее исследованная область течения разреженных газов; (>10) – свободномолекулярное течение.

Жидкий объем – это мысленно выделенный в жидкости малый или конечный объем, состоящий из одной или из тех же частиц, которые при движении может деформироваться, но масса жидкости, заключенная в нем не изменяется и не смешивается с окружающей средой.

Контрольный объем – это мысленно выделенный постоянный объем, занимающий неизменное положение в пространстве (ч/з к.о. протекает жидкость).

Контрольная поверхность – это поверхность, ограничивающая контрольный объем (для жидкого объема – поверхность жидкого объема).

Внешняя или окружающая среда – жидкость и все остальное, находящееся вне выделенного объема.

Жидкий контур – контур в пространстве, состоящий из одних и тех же жидких частиц.

Скорость жидкости в данной точке – мгновенная скорость движения центра массы жидкой частицы, проходящей в данный момент через данную точку пространства.

Билет 8.

1. Эквивалентная шероховатость: физический смысл и принцип определения.

Характер шероховатости зависит от материала стенок труб, степени обработки, а последние определяют высоту выступов, их густоту и форму. Для приближенной оценки введено понятие средней высоты бугорков (выступов) шероховатости, называемой *абсолютной шероховатостью* и обозначаемой k . Очевидно, что чем меньше диаметр, тем быстрее частицы жидкости совершат пробег от центра трубопровода к стенкам и встретятся с бугорками шероховатости, и, отражаясь от них, вызовут возмущения в потоке жидкости. Следовательно, частота вихреобразования при малых диаметрах труб больше, и шероховатость той же высоты проявляется сильнее. Поэтому введено понятие *относительной шероховатости*, т. е. отношение абсолютной шероховатости к диаметру трубы k/d .

Так как на характер сопротивлений оказывает влияние не только относительная шероховатость, но и форма и распределение выступов по поверхности, то в практику расчетов было введено понятие об *эквивалентной* шероховатости k_s . Под ней понимают такую высоту выступов шероховатости, сложенной из песчинок одинакового размера, которая дает при подсчетах одинаковое с заданной шероховатостью значение коэффициента гидравлического трения.

3. Картина стабилизации течения при ламинарном течении вязкой несжимаемой жидкости в трубе.

Участок от начала трубы, на котором формируется (стабилизируется) параболический профиль скоростей, называется начальным участком течения. Область, в котором имеет место поперечный градиент скорости и действуют связанные с ними касательные напряжения называют, пограничным слоем.

Если жидкость из какого-либо резервуара поступает в прямую трубу постоянного диаметра и движется по ней ламинарным потоком, то распределение скоростей по сечению трубы вблизи входа получается практически равномерным. Но затем под действием сил вязкости происходит перераспределение скоростей по сечениям: слои, прилегающие к стенке, тормозятся, а центральная часть потока (ядро), где еще сохраняется равномерное распределение скоростей, движется ускоренно, что обусловлено необходимостью прохода через неизменную площадь определенного расхода жидкости.

Для определения длины начального участка можно пользоваться приближенной формулой Шиллера, выражающей длину, отнесенную к диаметру трубы, как функцию числа Re : $l_{\text{нач}}/d = 0.029Re$.

Сопротивление на начальном участке трубы получается больше, чем на последующих участках. Объясняется это тем, что значением производной dv/dy у стенки трубы на начальном участке больше, чем на участках стабилизированного течения, а потому больше касательные напряжения, определяемые законом Ньютона, и притом тем больше, чем ближе рассматриваемое сечение к началу трубы, т. е. чем меньше координата x .

Билет 12.

1. Число λ и диапазон его измерения.

Приведенная скорость $\lambda = W/a_{\text{кр}}$ отношение скорости потока к критической скорости звука.

$$W=0 \quad \lambda=0$$

$$W=W_{\text{max}}$$

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{W_{\text{max}}}{a_{\text{кр}}} = \frac{a_{\text{кр}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}}{a_{\text{кр}}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$$

3.12 Принципы расчета пограничного слоя.

Способы расчета пограничного слоя:

единице массы жидкости в единицу времени. Внешний теплоподвод может осуществляться теплопроводностью, конвекцией, излучением. Внешним считается приток тепла за счет фазовых и химических превращений, происходящих в самой жидкости.

Уравнение энергии в форме энтальпии:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(i + \frac{W^2}{2} \right) = \rho (\vec{R}\vec{W}) +$$

Рассмотрим адиабатическое течение, при котором отсутствует приток внешнего тепла и теплообмен между частицами жидкости, т. е. $Q_e=0$. Будем считать, что жидкость идеальная ($\mu=0$), течение установившееся, а массовые силы имеют потенциал. Тогда из уравнения энергии получим:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(i + \frac{W^2}{2} + \Phi \right) = 0.$$

Билет 9.

1. Постой и сложный трубопровод.

Простым трубопроводом является трубопровод, собранный из труб одинакового диаметра и качества его внутренних стенок, в котором движется транзитный поток жидкости, и на котором нет местных гидравлических сопротивлений. Основное уравнение простого трубопровода: $Q=KV$. При напорном движении жидкости простой трубопровод работает полным сечением $S=4\pi R^2 = \text{const}$. Размер сечения трубопровода (диаметр или величина гидравлического радиуса), а также его протяженность (длина) трубопровода (l, L) являются основными геометрическими характеристиками трубопровода. Основными технологическими характеристиками трубопровода являются расход жидкости в трубопроводе Q и напор H (на головных сооружениях трубопровода, т. е. в его начале).

К сложным трубопроводам следует относить те трубопроводы, которые не подходят к категории простых трубопроводов, т. е. к сложным трубопроводам следует отнести:

трубопроводы, собранные из труб разного диаметра (последовательное соединение трубопроводов),

трубопроводы, имеющие разветвления: параллельное соединение трубопроводов, сети трубопроводов, трубопроводы с непрерывной раздацией жидкости.

Потери напора в трубопроводе, состоящем из последовательно соединенных друг с другом участков равны квадрату расхода жидкости в трубопроводе умноженному на сумму удельных сопротивлений всех участков.

Схема прокладки параллельных трубопроводов используется в тех случаях, когда на трассе магистрального трубопровода есть участки, где требуется уменьшить гидравлические сопротивления трубопровода (высокие перепадные точки трубопровода) или при заложении труб трубопровода в трудно доступных местах (переход через реки и др.).

2. Связь изменения энтропии с изменением параметров торможения газового потока.

Для изолированных систем, участвующих во взаимодействии с внешней средой, уравнение 2-3 на термодинамики определяет изменение энтропии совершенного газа в процессе 1-2 по значению параметров состояния 2-1 в виде:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = -R \ln \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\frac{p}{p^*} = \left(\frac{T}{T^*} \right)^{\frac{k}{k-1}};$$

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = -R \ln \frac{p_2^*}{p_1^*} \left(\frac{T_1^*}{T_2^*} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$dq=dq_e+dq_s$
 $1.dq_e=0 \rightarrow S_2-S_1=0$ или $S_2-S_1=\text{const}$, т. е. рассматриваемый процесс изэнтропический, при этом $dq_s=0$ - процесс адиабатический и $dq_s=0$ - нет трения, но техническая работа не равна 0. Согласно уравнению

$$i^*_2 - i^*_1 = C_p (T_2^* - T_1^*) = q_e l$$

$$\text{при } dq_e=0, \text{ получим } i^*_2 - i^*_1 = 0.$$

Под действием технической работы над газом меняется полная энтальпия.

2. $\{1\} + l=0$, т. е. процесс идеальный энерго-изолированный.

$$i^*_2 = i^*_1; T_2^* = T_1^* \rightarrow p^*_1 = p^*_2.$$

Следовательно, в идеальном энергоизолиро-

напора в котором при пропуске данного расхода равны рассматриваемым местным потерям. Приводя формулы Дарси-Вейсбаха и (1), имеем

$$\lambda \frac{l_{\text{экв}}}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \text{ получаем}$$

$$l_{\text{экв}} = \zeta \frac{d}{\lambda}, \text{ или } \zeta = \frac{l_{\text{экв}} \lambda}{d}.$$

3. Моделирование физических процессов. Способы установления критериев подобия.

Моделирование различных физических процессов исходит из подобия рассматриваемых явлений. Два явления называются подобными, если по известным параметрам одного из них можно определить параметры второго простым пересчетом.

Условиями подобия двух явлений являются равенства некоторых безразмерных комплексов, называемых критериями (числами) подобия.

Существует два способа установления критериев подобия: один из них называют теорией подобия, а другой – методом анализа размерностей.

Метод подобия используется в том случае, когда исследуемое физическое явление может быть описано дифференциальными уравнениями. В этом случае числа подобия легко определяются как коэффициенты уравнений, представленных в безразмерном виде.

Если физическое явление не имеет математического описания, определение чисел подобия производится методом анализа размерностей. Степень сложности уравнений при использовании метода подобия не имеет значения, т. к. для нахождения чисел подобия решение уравнений не требуется.

Анализ размерностей позволяет установить систему безразмерных критериев, характеризующих данное физическое явление. В основе анализа размерностей лежит тот факт, что уравнения, описывающие физические явления, подчиняются правилу равенства размерностей всех слагаемых в уравнении.

Определение критериев подобия посредством анализа размерностей на π -теореме, которая доказывает возможность перехода от соотношений между размерными величинами и эквивалентным безразмерным степенным соотношением.

Билет 10.

1. Рабочая точка насосной установки.

Характеристика насоса – это зависимость полезной работы насоса от расхода жидкости $N_{\text{нас}} = f_2(Q)$ при постоянной частоте вращения вала насоса. Установившийся режим работы гидравлической системы с насосной подачей определяется точкой пересечения характеристики трубопровода $N_{\text{тр}} = f(Q)$ и характеристики насоса $N_{\text{нас}} = f_2(Q)$, которая называется *рабочей точкой* и соответствует условию $N_{\text{тр}} = N_{\text{нас}}$. Во время работы такой режим устанавливается и поддерживается автоматически. Режимы работы двигателей и вместе с ними расходы топлива изменяются в широком диапазоне. Поэтому топливные системы снабжаются системами регулирования, позволяющими смещать рабочие точки на меньшие и большие расходы.

2. Связь между характерными и безразмерными скоростями.

Максимальная скорость истечения (W_{max}). При энергетически изолированном течении скорость W_{max} будет получена тогда, когда полная энтальпия целиком будет превращена в кинетическую энергию, т. е. когда газ расширится до абсолютного вакуума $T=0$, $p=0$ и $\rho=0$:

$$W_{\text{max}} = \sqrt{2i^*} = \sqrt{2C_p T^*} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT^*}.$$

Критической называется скорость потока, равная местной скорости звука. При критическом (звуковом) течении все параметры потока называются критическими. Критическая скорость устанавливается при израсходовании на ускорение газа лишь определенной части полного теллосодержания:

$$W_{\text{кр}} = a_{\text{кр}} = \sqrt{2(i^* - i_{\text{кр}})} = \sqrt{kRT_{\text{кр}}} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT^* - T_{\text{кр}}}.$$

Тогда критическая температура равна:

$$T_{\text{кр}} = \frac{2}{k+1} T^*;$$

$$\text{рость} \quad \text{звук:} \quad W_{\text{кр}} = a_{\text{кр}} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT^*}.$$

т. е. величина критической скорости звука в данном газе определяется только температурой его торможением.

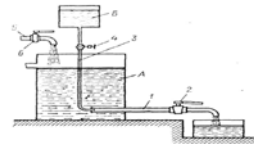
трубы, когда выступы шероховатости становятся соизмеримыми с толщиной ламинарной пленки $\delta^* \Delta$.

3. Опыт Рейнольдса: режимы течения вязкой жидкости.

В зависимости от рода жидкости, скорости ее движения и характера стенок, ограничивающих поток, различают два основных режима движения: ламинарный и турбулентный. *Ламинарным* называют упорядоченное движение, когда отдельные слои скользят друг по другу, не перемешиваясь.

Турбулентным называют режим, при котором наблюдается беспорядочное движение, когда частицы жидкости движутся по сложным траекториям и слои жидкости постоянно перемешиваются друг с другом.

Установка Рейнольдса для исследования режимов движения жидкости представлена на рис. Сосуд A заполняется испытуемой жидкостью. К сосуду A в нижней его части присоединена стеклянная трубка 1 с краном 2 , который регулирует скорость течения в трубе. Над сосудом A расположен сосуд B с раствором краски. От со-



суда B отходит трубка 3 с краном 4 . Концы трубки 3 заведен в стеклянную трубку 1 . Для пополнения сосуда A служив трубка 5 с запорным устройством 6 .

При ламинарном режиме движения жидкости по трубке 1 струйка раствора краски, истекающей из трубки 3 , имеет вид четкой вытянутой нити вдоль трубки 1 .

По мере открытия крана 2 увеличивается скорость движения и режим движения переходит в турбулентный, при этом струйка приобретает волнообразный характер, а при еще большей скорости совсем размывается и смешивается с жидкостью в трубке. При постепенном закрытии крана эти явления протекают в обратном порядке, т. е. турбулентный режим сменяется ламинарным.

Опыты показали, что переход от турбулентного режима к ламинарному происходит при определенной скорости (эта скорость называется *критической*), которая различна для разных жидкостей и диаметров труб; при этом критическая скорость растет с увеличением вязкости жидкости и уменьшается с диаметром труб.

Билет 11.

1. Число Маха и диапазон его изменения (с пояснениями).

Число Маха: $M = W/a$, где W - скорость потока, a - скорость звука.

$M < 1$ – течение дозвуковое

$M > 1$ – течение сверхзвуковое

$W=0 \quad T=T^* \rightarrow a=a^*=\sqrt{kRT^*}$ - скорость в неподвижной среде $M=0$

$$W=W_{\text{max}} \quad T=0 \rightarrow a=0 \rightarrow M=\infty$$

2. Преобразование полной энтальпии в кинетическую энергию потока. Максимальная скорость. Критическая скорость.

Для энергетически изолированного перехода газа из состояния покоя ($W=0$, i^* , T^*) в состояние движения с параметрами W , i , T необходимо израсходовать часть полной энтальпии в соответствии с уравнением: $i^* - i = W^2/2$. Отсюда получаем формулу для расчета скорости течения газа в точке любого потока по значениям i и i^* в этой точке:

$$W = \sqrt{2(i^* - i)} = \sqrt{2C_p (T^* - T)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R (T^* - T)}$$

Максимальная скорость истечения (W_{max}). При энергетически изолированном течении скорость W_{max} будет получена тогда, когда полная энтальпия целиком будет превращена в кинетическую энергию, т. е. когда газ расширится до абсолютного вакуума $T=0$, $p=0$ и $\rho=0$:

$$W_{\text{max}} = \sqrt{2i^*} = \sqrt{2C_p T^*} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT^*}.$$

Критической называется скорость потока, равная местной скорости звука. При критическом (звуковом) течении все параметры потока называются критическими. Критическая скорость устанавливается при израсходовании на ускорение газа лишь определенной части полного теллосодержания:

$$W_{\text{кр}} = a_{\text{кр}} = \sqrt{2(i^* - i_{\text{кр}})} = \sqrt{kRT_{\text{кр}}}$$

1. Решается система дифференциальных уравнений.
2. Метод приближенного анализа. В этом случае ограничиваются отысканием решения удовлетворяющего уравнению сохранения для пограничного слоя в целом (интегральные соотношения) и граничным условием на стенке и на внешней границе пограничного слоя. При этом необходимо дополнительно задавать профили скорости, а в общем случае и температуры, что является недостатком метода. Преимущества: простота, наглядность, универсальность.
3. Комбинированный

Билет 13.

1. Параметры заторможенного потока.

Для идеальной адиабаты: $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$;

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

При полном энергетически изолированном и изотропном торможении до $W=0$ все параметры примут значения параметров торможения:

$$\frac{p}{p^*} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \frac{\rho}{\rho^*} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

$$\text{где } \frac{p}{p^*} = \left(\frac{\rho}{\rho^*}\right)^k$$

Т.о. уравнение изэнтропии справедливо и для параметров торможения:

$$\frac{p^*}{\rho^*} = RT^*.$$

Величина $i^* = i + W^2/2$ называется полной энтальпией (энтальпией заторможенного потока) и состоит из потенциальной ($i = u + p/\rho$) и кинетической ($W^2/2$) энергий газа. Полной энтальпии соответствует полная температура, которая называется температурой торможения: $T^* = i^*/C_p = T + W^2/2 C_p$.

2. Трубопровод с насосной подачей жидкости.

Насосная подача жидкости в авиационной и ракетной технике наиболее распространена вследствие ее надежности, хороших характеристик и минимального веса.

Схема работы: насос подает топливо из бака к двигателю, где оно впрыскивается через форсунку с большой скоростью в камеру сгорания. Часть трубопровода до насоса называется всасывающей, а за насосом – нагнетательной или напорной. Всасывающий насос. Процесс всасывания, осуществляемый насосом, создающим пониженное давление $p_1 < p_0$, обеспечивается давлением p_0 в баке. Давление p_0 расходуется на подъем топлива на высоту z_1 , сообщение ему кинетической энергии, преодоление всех гидравлических сопротивлений всасывающего трубопровода и сохраняется в виде давления p_1 , которое должно обеспечивать бескавитационную работу насоса. Если бак сообщается с атмосферой, то при увеличении высоты полета давление p_0 уменьшается, а вместе с ним и p_1 , что ограничивает высотность системы ввиду возможности возникновения кавитации. Для расчета всасывающего трубопровода используется уравнение:

$$\frac{p_0}{\rho g} = z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{u_1^2}{2g} + \frac{1}{g} l_{mp(0-1)}$$

Потребный напор – это напор, который необходимо сообщить одному килограмму топлива в насосе для обеспечения заданных параметров работы системы.

$$H_{\text{потр}} = z_3 + \frac{p_3 - p_0}{\rho g} + C Q^2 + C Q^m$$

. Уравнение является характеристикой всего трубопровода.

Работу, которую насос сообщает жидкости или полезную работу можно подсчитать по уравнению Бернулли, составленного для участка 1-2 при условии постоянного диаметра, u, z :

$$l_{\text{нас}} = \frac{p_2 - p_1}{\rho}$$

Работа насоса заключается в повышении давления топлива. Характеристика насоса – это зависимость полезной работы насоса от расхода жидкости $H_{\text{нас}} = f_2(Q)$ при постоянной частоте вращения вала насоса. Установившийся режим работы гидравлической системы с насосной подачей определяется точкой пересечения характеристики трубопровода $H_{\text{потр}} = f_1(Q)$ и характеристики насоса $H_{\text{нас}} = f_2(Q)$, которая называется рабочей точкой и соответствует условию $H_{\text{потр}} = H_{\text{нас}}$. Во время работы такой

ванном процессе давление торможение сохраняется постоянным. Поэтому за параметры заторможенного потока и применяют параметры такого торможения (без потерь).

3. Если течение энергоизолировано, но не

$$\text{идеальное: } q_0=0, C=0, \text{ то } T_2^* = T_1^*$$

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = -R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Т.к. теплота трения положительна, то $S_2 - S_1 > 0$,

$$\text{то } p_2^* < p_1^*.$$

Т.е. под воздействием трения и других гидравлических сопротивлений полное давление падает.

$$\frac{p_2^*}{p_1^*} = \sigma,$$

где σ – коэффициент полного давления. Изменение давления торможения зависит только от изменения энтропии и температуры торможения на рассматриваемом участке элементарной струйки. Увеличение энтропии всегда способствует уменьшению давления торможения, а увеличение температур торможения – его увеличению.

3. Уравнение обращения воздействия как общий случай одномерного течения газа (основные свойства и значения уравнения для анализа течения газа).

Уравнение обращения воздействия:

$$\frac{dW}{W} (M^2 - 1) = \frac{dF}{F} - \frac{dm}{m}$$

где dF – геометрическое воздействие; dm – массовое воздействие; dq_0 – термодинамическое воздействие; dl – динамическое воздействие; dl_t – работа трения.

Знак в левой части уравнения меняется при переходе M через 1, следовательно влияние отдельных физических воздействий, или комбинаций воздействий на течение газа противоположны для дозвукового и сверхзвукового течения. Для непрерывного изменения скорости газа в одну сторону за чет одного физического воздействия необходима, чтобы знак воздействия менялся на обратный в момент перехода через скорость звука, т.е. в момент возникновения критического течения. Это возможно для всех воздействий кроме воздействия трения.

Т.о. при воздействии трения переход через скорость звука невозможен. Если в процессе участвуют одновременно несколько воздействий, то для непрерывного изменения скорости в момент времени перехода через скорость звука должен смениться на обратный знак их суммы

Билет 16.

1. Газодинамические формы выражения для полного импульса потока в сечении. Характер изменения входящих в формулы газодинамических функций.

Полный импульс можно выразить:

$$J = \frac{k+1}{k} m a_{cr} z(\lambda) = p^* f(\lambda) F = \frac{pF}{r(\lambda)}$$

Газодинамическая функция $z(\lambda) = J/J_{cr} = \lambda + 1/\lambda$ зависит только от λ и не зависит от k , принимает минимальное значение 1 при $\lambda=1$.

Функция $f(\lambda)$ равна отношению полного импульса к полному импульсу газа, заторможенного в том же сечении.

Функция $g(\lambda)$ равна отношению статистической составляющей полного импульса к полному импульсу.

$$f(\lambda) = \lambda \varepsilon(\lambda) z(\lambda) \text{ и } g(\lambda) = \pi(\lambda)/f(\lambda)$$

2. Потери при внезапном расширении трубы. Внезапное расширение потока

Этот процесс поддается теоретическому обоснованию. Из опытов установлено, что поток жидкости, вытекающий из узкой трубы, не сразу заполняет все сечение широкой трубы; он отрывается от стенок и дальше движется в виде расширяющейся струи. В кольцевом пространстве между струей и стенками трубы жидкость образует завихрения. На некотором расстоянии 1 от расширения трубопровода струя вновь заполняет все сечение. В результате вихревых движений жидкости между сечениями 1-1 и 2-2 идет постоянный обмен между струей и жидкостью в кольцевом пространстве. В результате этих явлений происходит переход механической энергии в тепловую, что и является причиной потерь напора.

Безразмерная скорость – отношение скорости потока к максимальной скорости: $\lambda = W/W_{\text{max}}$.

Приведенная скорость – отношение скорости потока к критической скорости звука: $\lambda = W/a_{cr}$.

Физический смысл чисел: M, λ, Λ .

$$\frac{i^* - i}{i} = \frac{T^* - T}{T} = \frac{W^2}{2i} = \frac{k-1}{2} M^2;$$

$$\frac{i^* - i}{i^*} = \frac{T^* - T}{T^*} = \frac{W^2}{2i^*} = \frac{k-1}{k+1} \lambda^2;$$

$$\frac{i^* - i}{W_{\text{max}}^2} = \frac{W^2}{2W_{\text{max}}^2} = \frac{1}{2} \Lambda^2.$$

Числа M, λ и Λ характеризуют степень преобразования полной энтальпии газа в его кинетическую энергию в данной точке любого потока, т.е. имеют одинаковый физический смысл. Поэтому между M, λ, Λ существует однозначная связь и задание одного из них определяет два других.

3. Уравнение обращения воздействия для чисто геометрического воздействия: связь между скоростью и площадью поперечного сечения.

В частном случае для геометрического воздействия закон записывается в виде уравнения Гого-нио:

$$\frac{dW}{W} (M^2 - 1) = \frac{dF}{F}$$

В случае геометрического воздействия ускорение газового потока требует наличия соответствующего перепада давлений между сечениями входа и выхода из канала. Канал называется идеальным, если течению в нем проходит без трения. Канал, в котором скорость течения увеличивается, называется конфузуром (соплом), а в котором уменьшается диффузором.

С сужением дозвуковой поток разгоняется при этом максимальной скоростью достигается в выходном сечении канала и в пределе может быть равна местной скорости звука, т.е. критической.

Билет 15.

1. Газодинамические формы уравнения расхода (без вывода). Характер изменения входящих в выражение газодинамических функций.

$Q = pWF$

Газодинамическая функция $q(\lambda)$ – приведенный расход:

$$q(\lambda) = \frac{\rho W}{\rho_{cr} W_{cr}} = \frac{F_{cr}}{F} = \frac{\rho \rho^*}{\rho^* \rho_{cr}} \lambda = \frac{\varepsilon(\lambda)}{\varepsilon(1)} \lambda$$

$$q(\lambda) = \lambda \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

Уравнение расхода в газодинамической форме:

$$Q = A(k, R) \frac{p^* q(\lambda) F}{\sqrt{T^*}}$$

Газодинамическая функция $y(\lambda)$:

$$y(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{\lambda}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}$$

Уравнение расхода в газодинамической форме:

$$Q = A(k, R) \frac{p y(\lambda) F}{\sqrt{T^*}}$$

2. Простой трубопровод.

Основным элементом любой трубопроводной системы, какой бы сложной она ни была, является простой трубопровод. Классическим определением: простым трубопроводом является трубопровод, собранный из труб одинакового диаметра и качества его внутренних стенок, в котором движется транзитный поток жидкости, и на котором нет местных гидравлических сопротивлений.

При напорном движении жидкости простой трубопровод работает полным сечением $S=4R^2 = \text{const}$. Размер сечения трубопровода (диаметр или величина гидравлического радиуса), а также его протяженность (длина) трубопровода (l, L) являются основными геометрическими характеристиками трубопровода. Основными технологическими характеристиками трубопровода являются расход жидкости в трубопроводе Q и напор H (на головных сооружениях трубопровода, т.е. в его начале). Большинство других характеристик простого трубопровода являются, не смотря на их важность, производными характеристиками. Поскольку в простом трубопроводе расход жидкости транзитный (одинаковый в начале и конце трубо-

$$W_{cr} = a_{cr} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R(T^* - T_{cr})}.$$

Тогда критическая температура равна:

$$T_{cr} = \frac{2}{k+1} T^*, \text{ критическая}$$

скорость звука:

$$W_{ka} = a_{cr} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T^*}.$$

3. Основные понятия пограничного слоя.

Влияние вязкости сосредотачивается лишь в области потока непосредственно прилегающего к поверхности тела. Эта область имеет малую по сравнению с длиной тела протяженность по направлению к нормальной поверхности тела и большие поперечные градиенты скорости $dw/dy \gg 0$ и называется пограничным слоем. Вне пограничного слоя течение жидкости можно считать идеальным. Толщина пограничного слоя – это расстояние на котором достигается равенство $W=W_0 \rightarrow \delta$. Принято считать, что $\delta = Y_{W=0.99W_0}$ или $\delta = Y_{W=0.999W_0}$.

В пограничном слое происходит потеря количества движения жидкости, что определяет сопротивление, которое твердая стенка оказывает на движение жидкости. Т.о. гидравлические потери сосредоточены в пограничном слое, а за его пределами отсутствуют. Предполагается, что из-за малой толщины пограничного слоя давление существующее в течении на внешней границе слоя передается без изменения: $dp/dy = 0$.

Кроме пограничного слоя, в котором меняется скорость, различают температурный пограничный слой и диффузионный.

Билет 14.

1. Газодинамические функции параметров торможения: определение, диапазон и характер изменения. Критическое отношение давлений.

Газодинамическими функциями параметров торможения являются $\tau(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$.

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2$$

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

Связь между $\tau(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$ установим, поделив уравнение состояния для термодинамических параметров $p = \rho R T$ на уравнение состояния для параметров торможения $p^* = \rho^* R T^*$:

$$\pi(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \tau(\lambda)$$

Иногда удобно использовать функцию $\beta(\lambda) = 1/\pi(\lambda) = p^*/p$.

Величина $\beta_{cr}(\lambda) = 1/\pi(1) = p^*/p_{cr}$ известна как минимальное отношение давлений в резервуаре и в выходном течении идеально суживающегося котла, в котлом выходное сечение достигает максимальной скорости течения $W=W_{cr}$.

2. Сложные трубопроводы.

К сложным трубопроводам следует отнести те трубопроводы, которые не подходят к категории простых трубопроводов, т.е. к сложным трубопроводам следует отнести: трубопроводы, собранные из труб разного диаметра (последовательное соединение трубопроводов),

трубопроводы, имеющие разветвления: параллельное соединение трубопроводов, сети трубопроводов, трубопроводы с непрерывной разницей давлений.

Последовательное соединение трубопроводов.

При последовательном соединении трубопроводов конец предыдущего простого трубопровода одновременно является началом следующего простого трубопровода. В сложном трубопроводе, состоящем из последовательно соединенных простых трубопроводов, последние в литературе называются участками этого трубопровода. Расход жидкости во всех участках сложного трубопровода остаётся одинаковым $Q = \text{const}$. Общие потери напора во всем трубопроводе будут равны сумме потерь напора во всех отдельных его участках.

$$H = \sum_{i=1}^n h_i = Q^2 \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{K_i},$$

режим устанавливается и поддерживается автоматически. Режимы работы двигателей и вместе с ними расходы топлива изменяются в широком диапазоне. Поэтому топливные системы снабжаются системами регулирования, позволяющими смещать рабочие точки на меньшие и большие расходы.

Замкнутый трубопровод с насосной подачей применяется в системах охлаждения и смазки двигателей или каких-либо объектов.

3. Сравнение характеристик ЛПС и ТПС при обтекании плоской стенки.

Течение в ПС на стенке может быть ламинарным, переходным и турбулентным, независимо от течения невозмущенного потока. Характерные величины: толщина пограничного слоя $\delta = d/2$ и скорость внешнего потока $W_{\infty} = W_{\max}$, то переход ламинарного течения в турбулентное будет также определяться критическим числом Рейнольдса: $Re = \rho W_{\infty} l / \mu = (2,8 \dots 30) \cdot 1000$.

На малых расстояниях от передней кромки пластины толщина пограничного слоя мала и в пограничном слое сохраняется устойчивое ламинарное течение с молекулярным механизмом переноса. При увеличении толщины ламинарного пограничного слоя до критической величины на расстоянии $X_{кр}$ устойчивость ламинарного течения в ПС нарушается и появляется участок переходного течения, где хаотически во времени сменяются ламинарный и турбулентный режимы течения. За переходным участком начинается турбулентный пограничный слой с турбулентным механизмом переноса. Характерным признаком перехода является резкое увеличение толщины пограничного слоя и напряжения трения на стенке. Длина переходного участка не велика.

Билет 17.

1. Струйные течения. Основная особенность струйных течений на поверхности раздела двух сред.

Свободной струей называется поток, не ограниченный твердыми стенками. В этом случае движение жидкости происходит по инерции (т. е. за счет начальной скорости) и под действием силы тяжести.

Плыво *используясь* называется такое движение жидкости, при котором кривизна струек незначительна (равна нулю или близка к нулю) и угол расхождения между струйками весьма мал (равен нулю или близок к нулю), т. е. практически поток жидкости мало отличается от параллельноструйного. Это предположение вполне оправдывается при изучении многих случаев движения жидкости в каналах, трубах и других сооружениях.

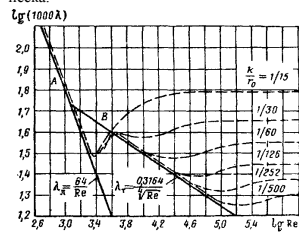
Свойства потока при плыво изменяющемся движении: 1. поперечные сечения потока плоские, нормальные к оси потока; 2. распределение гидродинамических давлений по сечению потока подчиняется закону гидростатики, т. е. гидродинамические давления по высоте сечения распределяются по закону прямой; 3. удельная потенциальная энергия (т. е. потенциальная энергия единицы веса жидкости) по отношению к некоторой плоскости сравнения для всех точек данного сечения потока жидкости есть величина постоянная.

При движении потока между жидкостью и стенками, ограничивающими поток, возникают силы сопротивления. Кроме того, вследствие вязкости жидкости между ее отдельными слоями возникают силы сцепления, которые также загромождают движение потока. Скорость движения частиц жидкости уменьшается по мере по мере удаления от оси потока к стенкам трубы, лотка и т. д. Равнодействующая сил сопротивления параллельна оси потока и направлена в сторону, противоположную направлению движения.

Для преодоления сил гидравлического трения и сохранения поступательного движения жидкости необходимо приложить силу, направленную в сторону движения и равную силам сопротивления.

2. Опытные данные о коэффициенте гидравлического сопротивления в трубах.

В 1930-1933 гг. Никуразе провел систематические опыты в трубах с искусственной равномерной зернистой шероховатостью из кварцевого песка.

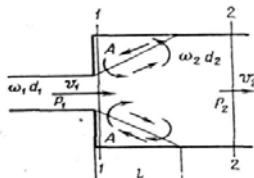


На графике зависимости легко различимы все четыре области течения жидкости. I ламинарное течение жидкости (прямая

A), $\lg Re = 2,6 - 3,1$

II турбулентное течение жидкости в гидравлически гладких трубах (прямая B), $\lg Re = 3,1 - 3,5$

III переходная область течения жидко-



Рассмотрим внезапное расширение трубы с горизонтальной осью. Потеря напора на внезапное расширение равна

$$h_{\text{вн.р}} = \frac{v^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} - \left(\frac{v^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right) \quad (103)$$

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

Разность давлений $p_1 - p_2$ найдем, применив уравнение количества движения к отрезку жидкости между сечениями 1-1 и 2-2. За время t через сечения 1-1 и 2-2 протечет масса жидкости $\rho Q t$, количество движения которой в сечении 1-1, где скорость v_1 равно

$$\rho Q t v_1, \text{ а в сечении 2-2 } - \rho Q t v_2, \text{ т.к.}$$

$$v_1 > v_2, \text{ то изменение количества движения про}$$

$$\text{тектией массы составит } \rho Q t (v_1 - v_2) \quad (a)$$

Это изменение количества движения равно импульсу сил давления. Эти силы следующие: в сечении 1-1, где давление p_1 , сила давления направлена в сторону течения и равна $p_1 \omega_1$ (считается,

$$\text{что давление } p_1 \text{ действует и на поперечной}$$

$$\text{стенке). Сила давления в сечении 2-2 направлена против}$$

$$\text{течения и равна } p_2 \omega_2. \text{ Суммарный импульс этих сил}$$

$$\text{за время } t \text{ составляет } (p_2 \omega_2 - p_1 \omega_1) t \quad (b)$$

$$\text{В соответствии с теоремой о количестве движения}$$

$$\text{приравняем выражения (a) и (b)}$$

$$\rho Q t (v_1 - v_2) = (p_2 \omega_2 - p_1 \omega_1) t$$

$$\text{Отсюда после деления на } \gamma = \rho g \text{ и на}$$

$$t \omega_2 \text{ и перемени знаков получаем}$$

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{Q(v_2 - v_1)}{\omega_2 g} = \frac{v_2 - v_1}{g} v_2 \quad (104)$$

$$\text{также } Q / \omega_2 = v_2.$$

$$\text{Подставляя правую часть равенства (b) в выражение (a), имеем}$$

$$h_{\text{вн.р}} = \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_2 - v_1}{g} v_2 = \frac{v_1^2 - 2v_1 v_2 + v_2^2}{2g}$$

$$\text{или окончательно } h_{\text{вн.р}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g},$$

$$p_{\text{вн.р}} = p_1 - p_2 = \left(p_1 + \frac{\rho W^2}{2} \right) - \left(p_2 + \frac{\rho W^2}{2} \right)$$

$$h_{\text{вн.р}} = \frac{\rho \Delta W^2}{2}$$

$$\text{т. е. потери напора при внезапном расширении равны}$$

$$\text{скоростному напору от потерянной скорости. Уравнение}$$

$$(106) \text{ называется формулой Борда.}$$

$$\text{Для выявления значения коэффициента местного}$$

$$\text{сопротивления из уравнения (106) выне}$$

$$\text{сем за скобки}$$

$$h_{\text{вн.р}} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_1 \frac{v_1^2}{2g},$$

$$\text{или } \zeta = \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)^2.$$

$$\text{Заменяя скорости через площади живых сече}$$

провода), то средняя скорость движения жидкости в трубопроводе постоянна $v = \text{const}$. Для установившегося движения жидкости по трубопроводу средняя скорость движения жидкости определяется по формуле Шези: $v = C \sqrt{Ri}$ где:

$$C = \sqrt{\frac{8n}{\lambda}} - \text{скоростной коэффициент}$$

Шези, $R_r = S/\Pi$ - гидравлический радиус сечения, для круглого сечения при полном заполнении жидкостью $R_r = d/4$; $i = h_r/l$ - гидравлический уклон. Полагая, что весь имеющийся напор на головных сооружениях (в начале) трубопровода тратится на преодоление сил трения в трубопроводе (в простом трубопроводе это потери

$$\text{напора по длине } h_{\Delta 1}, \text{ уравнение движения}$$

$$\text{жидкости (Бернулли) примет вид: } H = v^2 / CR_r.$$

$$\text{Расход жидкости в трубопроводе: } Q = v \cdot S = C \sqrt{Ri} \cdot S.$$

$$\text{Обозначив: } C \sqrt{R} = K, \text{ получим основное уравнение простого трубопровода: } Q = K \sqrt{i}.$$

$$\text{где: } K - \text{модуль расхода - расход жидкости в}$$

$$\text{русле заданного сечения (при гидравлическом}$$

$$\text{уклоне равном единице (иначе модуль расхода}$$

$$\text{называют расходной характеристикой трубо}$$

$$\text{провода). Другой и более известный вид основ}$$

$$\text{ного уравнения простого трубопровода полу}$$

$$\text{чим, решив уравнение относительно напора:}$$

$$H = Q^2 / K^2 \text{ или } H = R \cdot Q^2$$

$$\text{Величину } 1/K^2 \text{ называют удельным сопротивле}$$

$$\text{нием трубопровода, } R = 1/Q^2 - \text{его полным со}$$

$$\text{противлением}$$

$$\text{График уравнения простого трубопровода}$$

$$H = f(Q) \text{ носит название его гидрав}$$

$$\text{лической характеристики. Вид гидравлической}$$

$$\text{характеристики зависит от режима движения}$$

$$\text{жидкости в трубопроводе: при ламинарном}$$

$$\text{движении жидкости гидравлическая характе}$$

$$\text{ристика трубопровода - прямая линия, проходя}$$

$$\text{щая через начало координат (1). При турбу}$$

$$\text{лентном режиме гидравлическая характеристика}$$

$$\text{- парабола (2).}$$

$$\text{Если на трубопроводе собранном из труб оди}$$

$$\text{накового диаметра имеются местные сопротив}$$

$$\text{ления, то такой трубопровод можно привести к}$$

$$\text{простому трубопроводу эквивалентной длины}$$

$$l_{\text{экв}}; l_{\text{экв}} = 1 + \sum \xi \cdot l.$$

$$\text{Билет 18.}$$

$$\text{1. Вязкость и ее проявления при течении ре}$$

$$\text{альной жидкости. Гипотеза Ньютона.}$$

$$\text{Вязкостью наз. свойство всех реальных жидк}$$

$$\text{остей оказывать сопротивление относительному}$$

$$\text{сдвигу частиц, т.е. изменению их формы.}$$

$$\text{Опыт показывает, что скорость жидкости у}$$

$$\text{нижней пластины равна нулю, у верхней - u, а}$$

$$\text{скорость между пластинами распределена ли}$$

$$\text{нейно, давление во всей области постоянно. Та}$$

$$\text{кое течение называют течением чистого сдвига.}$$

$$\text{Ньютоном экспериментально установил закон о}$$

$$\text{молекулярном трении в жидкости: напряжение}$$

$$\text{трения пропорционально поперечному гради}$$

$$\text{где } h_i = Q^2 \frac{l_i}{K_i^2} - \text{потери напора}$$

$$\text{на } i - \text{том участке трубопровода.}$$

$$\text{Таким образом, потери напора в трубопро}$$

$$\text{воде, состоящем из последовательно соеди}$$

$$\text{ненных друг с другом участков равны квад}$$

$$\text{рату расхода жидкости в трубопроводе ум}$$

$$\text{ноженному на сумму удельных сопротивле}$$

$$\text{ний всех участков.}$$

$$\text{Гидравлическая характеристика трубопро}$$

$$\text{вода состоящего из последовательно соеди}$$

$$\text{ненных участков представляет собой графическую сумму (по оси напоров) гид}$$

$$\text{равлических характеристик всех отдельных}$$

$$\text{участков. На рисунке кривая 1 представляет}$$

$$\text{гидравлическую характеристику 1-го участ}$$

$$\text{ка трубапровода, кривая 2 - гидравличе}$$

$$\text{скую характеристику 2-го участка, кривая 3 -}$$

$$\text{сумму гидравлических характеристик обо}$$

$$\text{их участков.}$$

$$\text{Сложный трубопровод, состоящий из по}$$

$$\text{следовательно соединённых простых тру}$$

$$\text{бопроводов можно свести к простому тру}$$

$$\text{бопроводу с одинаковым (эквивалентным)}$$

$$\text{диаметром, при этом длины участков будут}$$

$$\text{пересчитываться, чтобы сохранить реаль}$$

$$\text{ные гидравлические сопротивления участ}$$

$$\text{ков трубопровода. Так приведённая длина}$$

$$l_{\text{тп}} \text{ того участка } l_{\text{тп}} \text{ бу}$$

$$\text{дет: } l_{\text{тп}} = l_i \cdot \frac{d_{\text{экв}}}{d_i}.$$

$$\text{Следует отметить, что величина скоростно}$$

$$\text{го напора также зависит от диаметра тру}$$

$$\text{бопровода, и при определении приведённой}$$

$$\text{длины участка мы вносим некоторую оши}$$

$$\text{бку, которая будет тем большей, чем боль}$$

$$\text{ше разница в величинах фактического и эк}$$

$$\text{вивалентного диаметров. В таких случа}$$

$$\text{ях можно рекомендовать другой, более}$$

$$\text{сложный способ.}$$

$$\text{Параллельное соединение трубопроводов.}$$

$$\text{Схема прокладки параллельных трубо}$$

$$\text{проводов используется в тех случаях, когда}$$

$$\text{на трассе магистрального трубопровода}$$

$$\text{есть участки, где требуется уменьшить гид}$$

$$\text{равлические сопротивления трубопровода}$$

$$\text{(высокие перевальные точки трубопровода)}$$

$$\text{или при заложении трубопровода в трудно}$$

$$\text{доступных местах (переход через реки и}$$

$$\text{др.). При параллельном соединении тру}$$

$$\text{бопроводов имеются две особые точки, назы}$$

$$\text{ваемые точками разветвления. В этих точ}$$

$$\text{ках находятся концы параллельных ветвей}$$

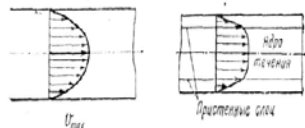
Билет 24.

1. Особенности профиля скоростей в пограничном слое на стенке и в свободной струе.

Рассмотрим характер распределения скоростей в сечении потока при ламинарном и турбулентном режимах движения жидкости. Как показали теоретический анализ и опыты при ламинарном режиме движения жидкости в круглой трубе, скорости в поперечном сечении распределены по параболе (рис. 1), скорости у стенок трубы равны нулю и, плавно увеличиваясь, достигают максимума на оси потока.

При ламинарном режиме движения существуют лишь продольные составляющие скоростей. В этом случае силы сопротивления движению возникают вследствие трения между слоями жидкости, т. е. зависят от вязкости жидкости и не зависят (почти) от состояния стенок.

При турбулентном режиме закон распределения скоростей по живому сечению более сложен; в боль-



Р

Р

шей части сечения скорости близки к средней и резко падают в тонком слое у стенок, доходя до нуля. График распределения скоростей по сечению близок к трапеции (рис. 2). Такое распределение скоростей вызывается турбулентным перемешиванием в результате поперечных перемещений частиц. Быстро движущиеся частицы жидкости из средней части потока сталкиваются с медленно движущимися частицами вблизи стенок, благодаря чему и происходит выравнивание скоростей. И только в пограничном слое, где стенки препятствуют перемешиванию, скорость резко убывает.

2. π-теорема анализа размерностей.

Анализ размерностей позволяет установить систему безразмерных критериев, характеризующих данное физическое явление. В основе анализа размерностей лежит тот факт, что уравнения, описывающие физические явления, подчиняются правилу равенства размерностей всех слагаемых в уравнении.

Определение критериев подобия посредством анализа размерностей на π-теореме, которая доказывает возможность перехода от соотношений между размерными величинами и эквивалентным безразмерным степенным соотношением.

П-теорема: Пусть размерная величина a является функцией независимых одна от другой размерных величин $a = f(a_1, a_2, \dots, a_k, a_{k+1}, \dots, a_n)$, из которых $a_1, a_2, \dots, a_k$ имеют независимые размерности. Тогда, обозначая через π с соответствующим индексом безразмерные степенные комбинации одной из независимых величин $a_1, a_2, \dots, a_k$ с независимыми, можно показать, что $\pi = \varphi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k})$ или $\psi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}) = 0$. Общее число безразмерных комплексов равно $n-k+1$. Каждый из них является комбинацией $k+1$ размерных величин и может быть представлен в виде

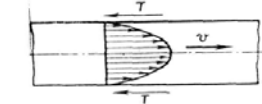
$$\pi = \frac{a}{a_1^{m_1} a_2^{m_2} \dots a_k^{m_k}} \dots, \text{ где показате-}$$

тели $m_1, m_2, \dots, m_k$ определяются из анализа размерности величины a . Анализ размерностей устанавливает только сам факт взаимосвязи между критериями. Вид функций φ и ψ определяется из эксперимента или теоретически.

Билет 27.

1. Принципы учета гидравлических потерь при расчете реальных течений в трубах.

Гидравлические потери – потери механической энергии напора в результате ее необратимого пере-



хода в теплоту, имеющие место при движении реальной жидкости и связанные с проявлением /преодолением сил сопротивления.

Для преодоления сил гидравлического трения и сохранения постулатного движения жидкости необходимо приложить силу, направленную в сторону движения и равную силам сопротивления. Работу этой силы называют *потерями напора по длине потока* (путьевые потери напора) обозначают через $h_{дл}$.

Сети трубопроводов, распределяющие или отводящие жидкость от потребителей, меняют свой диаметр (сечение), на сгорта устраиваются повороты, ответвления, устанавливаются запорные устройства и т. п. В этих местах поток меняет свою форму, резко деформируется.

Если фактическое значение числа Re_c , вычисленного по формуле (1), будет больше критического $Re_c > Re_{кр}$ – режим движения турбулентный, когда $Re_c < Re_{кр}$ – режим ламинарный.

Для напорного движения в цилиндрических трубах удобнее число Рейнольдса определять по отношению к диаметру d , т. е.

$$Re = v \cdot d / \nu. \quad (2)$$

где d – диаметр трубы.

В этом случае $Re_{кр}$ получается равным ~2300. Если в формуле (2) для трубопроводов круглого сечения d выразить через гидравлический радиус

, то получим $Re_{кр} = 575$. Для

других трубопроводов и каналов некруглых сечений можно принимать значение критического числа Рейнольдса $Re_{кр} = 300$ (при вычислении Re через гидравлический радиус).

2. Схема Прандтля пульсационного движения в турбулентном потоке. Формула Прандтля.

В 1904г. Прандтль предложил 2-х сложную модель турбулентности согласно ей в непосредственной близости от стенки область вязкого подслоя с ламинарным течением: $\tau_{xy} = \mu du/dy$, а $\tau_{yx} = 0$. В части потока, удаленного от стенки, наоборот, $\tau_{yx} = \mu du/dy$, а $\tau_{xy} = 0$.

Более поздние исследования показали, что есть некоторая область, где эти напряжения имеют один порядок: $\tau = \tau_{yx} + \tau_{xy} = (\mu + \mu_m) du/dy$.

Чтобы раскрыть зависимость $\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu v'$ Прандтль в 1924 г. Предложил следующую схему пульсационного движения в турбулентном потоке: жидкий моль, двигавшийся в слое 1 с осредненной скоростью $\bar{u}$, под влиянием

турбулентной пульсации $\bar{v}$, перемещающейся на расстояние l в слое 2. При этом перемещении моль не взаимодействует с другими частицами, а в слое 2 приобретает осредненную скорость $\bar{u}_2$. В результате в слое 2 появляется пульсация продольной скорости

$$u' = \Delta \bar{u} = \bar{u}_1 - \bar{u}_2 = l \frac{d\bar{u}}{dy}.$$

В общем случае пульсация появляется как в продольном, так и в поперечном направлениях. Предполагая, что u' и v' величины одного порядка и осредняя их получим:

$$\tau_m = \rho \bar{u} \bar{v} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2.$$

Введя коэффициент пропорциональности k и полагая: $k l^2 = l^2$, получим формулу

$$\tau_m = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2. \quad \text{В-}$$

еличина l , имеющая линейную размерность, называется длиной пути смешения. Она характеризует возможность для жидких молей перемещаться в поперечном направлении с сохранением исходной скорости и является характеристикой.

3. Гипотеза Буссинеска...

Полуэмпирическая теория турбулентности начала свое развитие с работ Буссинеска. Из закона трения жидкостей Ньютона:

$$\tau_m = \mu_m \frac{d\bar{u}}{dy}.$$

В отличии от физической вязкости (μ) турбулентная вязкость (μ_m) не является свойством жидкости и в турбулентном потоке переменна. В 1904г. Прандтль предложил 2-х сложную модель турбулентности согласно ей в непосредственной близости от стенки область вязкого подслоя с ламинарным течением: $\tau_{yx} = \mu du/dy$, а $\tau_{xy} = 0$. В части потока, удаленного от стенки, наоборот, $\tau_{xy} = \mu du/dy$, а $\tau_{yx} = 0$.

Более поздние исследования показали, что есть некоторая область, где эти напряжения имеют один порядок: $\tau = \tau_{yx} + \tau_{xy} = (\mu + \mu_m) du/dy$.

Билет 28.

2. Уравнение движения жидкости в напряженном состоянии.

Запишем для произвольного жидкого объема V , ограниченного поверхностью F , уравнение, выражающее теорему о количестве движения системы: произвольная по времени от количества движения системы равна сумме действующих на нее внешних сил.

Т.к. количество движения $\vec{K}$ массы жидкости

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

Отсюда скорость течения в основной трубе (сечение 1-1) равна

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

расход жидкости в трубе по формуле:

$$Q = v_1 \cdot S_1 = v_1 \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \quad \text{или}$$

$$Q = K \cdot \sqrt{h}, \quad \text{где } K - \text{постоянная.}$$

Билет 25.

1. Степень (интенсивность) турбулентности. Изотропная турбулентность.

Степенью турбулентности ϵ или интенсивностью турбулентности называется отношение средней пульсационной составляющей к среднemasовой скорости потока.

$$\epsilon = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)}}{W}.$$

Для изотропной турбулентности: $\epsilon = \frac{\sqrt{\bar{u}^2}}{W}$. Изотропной турбулентностью называется турбулентное течение, в котором средние пульсационные скорости одинаковы во всех направлениях

$$\bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \bar{w}^2.$$

2. Вывод критериев подобия на основе теории подобия.

Метод подобия используется в том случае, когда исследуемое физическое явление может быть описано дифференциальными уравнениями. В этом случае числа подобия легко определяются как коэффициенты уравнений, представленных в безразмерном виде.

Если физическое явление не имеет математического описания, определение чисел подобия производится методом анализа размерностей. Степень сложности уравнений при использовании метода подобия не имеет значения, т.к. для нахождения чисел подобия решение уравнений не требуется.

Общим условием гидродинамического подобия процессов является соблюдение геометрического, кинематического и динамического подобия. При геометрическом подобии связь между геометрическими параметрами объектов должна удовлетворять условию $m_l = l_0 / l_n$, где l – линейный размер, m_l – линейный масштаб моделирования, индексы m – модель, n – натуре.

Кинематическое подобие выполняется, если в сходственных точках, координаты которых удовлетворяют соотношению: $m_x = x_0 / x_n = y_0 / y_n = z_0 / z_n = l_0 / l_n$, проекции векторов скорости удовлетворяют условию: $m_v = v_0 / v_n = \omega_0 / \omega_n = u_0 / u_n$, где l_0 – некоторый характерный линейный размер, u_0 – некоторое характерное значение скорости, m_v – масштаб скорости.

Сходственные точки модели и натуре имеют одинаковые безразмерные координаты, и в этих точках одинаковые безразмерные значения соответствующих составляющих скорости.

Динамическое подобие означает пропорциональность всех сил, действующих в сходственных точках геометрически подобных потоков. Если физическое явление описывается дифференциальными уравнениями, то эти уравнения окажутся пригодными для описания любого явления, подобного рассматриваемому.

Для примера рассмотрим получение чисел подобия из уравнений Навье – Стокса (случай нежимаемой жидкости, находящейся в изотермических условиях в поле силы тяжести

$$\vec{R} = \vec{g}). \quad \text{Вспользуемся только первым из уравнений: проекцией на ось } x$$

$$X - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + v \cdot Du + \frac{1}{3} v \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\text{div} \vec{W}) = \frac{du}{dt}$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду. Для этого выберем характерные параметры, которым присвоим нижний индекс 0 и отнесем к ним соответствующие размерные величины. Тогда уравнение Навье – Стокса с развернутыми компонентами представится в виде

Для геометрически подобных потоков условия динамического подобия соблюдаются, если

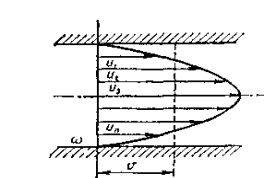
в которой ниже, чем давление в окружающей среде (при истечении в атмосферу в «мертвой зоне» образуется вакуум). За счёт этих факторов увеличивается перепад давления между резервуаром и областью за внешней его стеной и в насадке генерируется так называемый эффект подсосывания жидкости из резервуара. Однако наличие самого насадка увеличивает гидравлическое сопротивление для струи жидкости, т.к. в самом насадке появляются потери напора по длине трубки. Если трубка имеет ограниченную длину, то влияние подсосывающего эффекта с ливкой компенсирует дополнительные потери напора по длине. Практически эти эффекты (подсосывание и дополнительные сопротивления по длине) компенсируются при соотношении: $l = 55 d$. По этой причине длина насадков ограничивается $l = (3-5)d$. По месту расположения насадки принято делить на внешние и внутренние насадки. Когда насадок монтируется с внешней стороны резервуара (внешний насадок), то он оказывается более технологичным, что придаёт ему преимущество перед внутренними насадками. По форме исполнения насадки подразделяются на цилиндрические и конические, а по форме входа в насадок выделяют ещё коноидальные насадки, вход жидкости в которые выполнен по форме струи.

Билет 26.

1. Среднеарифметическая скорость. Коэффициент Корiolиса.

Расход жидкости называется количеством жидкости, проходящей через данное живое сечение потока в единицу времени.

На рис. представлен график (эпюра) распределения действительных скоростей в точках живого сечения потока, из которого видно, что скорости по сечению распределяются неравномерно.



При действительных скоростях через живое сечение протекает определенный расход Q . Можно найти некоторую постоянную для всех точек сечения фиктивную скорость, при которой через данное сечение проходил бы тот же самый расход, что и при действительных скоростях движения жидкости. Эта скорость v будет средней из действительных скоростей.

Итак, *средней скоростью* потока в данном сечении v называется такая одинаковая для всех точек живого сечения скорость движения жидкости, при которой через это живое сечение проходит тот же расход Q , что и при действительных скоростях движения жидкости u .

$$v = Q / S,$$

Поток жидкости рассматривается как совокупность n элементарных струек, каждая из которых обладает своей

$$\text{удельной кинетической энергией } \frac{u^2}{2g}.$$

Эта величина различна для разных струек, образующих поток. Определим среднее значение этой величины в сечении потока. Для этого действительные скорости элементарных струек $u_1, u_2, \dots, u_n$ заменим средней скоростью потока v ; тогда среднее значение удельной кинетической энергии потока в данном сечении равно

$$E_k = \left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{u_2^2}{2g} + \dots + \frac{u_n^2}{2g} \right) / n = \alpha \cdot \frac{v^2}{2g}$$

Здесь α – коэффициент Корiolиса, учитывающий неравномерность распределения скоростей по сечению потока (или корректив кинетической энергии).

Безразмерный коэффициент α представляет собой отношение действительной кинетической энергии потока к кинетической энергии, вычисленной по средней скорости. Если эпюра скоростей в сечении потока близка к прямоугольной, т.е. скорости в разных точках близки к средней, то коэффициент Корiolиса α близок к единице. Если же скорости в сечении значительно различаются между собой, то и коэффициент α оказывается значительно меньшим.

На основе обработки многочисленных данных, полученных на реках и каналах, установлено, что для больших открытых потоков $\alpha \approx 1.1$. При равномерном движении в трубах и каналах практически

$$\alpha = 1 \div 1.5.$$

Вследствие изменения формы возникают дополнительные силы сопротивления, так называемые *местные сопротивления*. На их преодоление расходуется напор. Напор, затрачиваемый на преодоление местных сопротивлений, называют *местными потерями напора* и обозначают через h_m .

Общие потери напора равны сумме потерь напора по длине и местных

$$h_{\omega} = h_{\partial l} + h_m. \quad (81)$$

Размерность потерь напора такая же, как и напора, т. е. метры столба жидкости.

2. Интегральная форма закона сохранения количества движения.

Уравнение количества движения жидкого объема V запишется в виде:

$$\int_V \rho \frac{d\vec{W}}{dt} dV = \int_V \rho \vec{R} dV + \int_F \vec{p}_n dF \quad (1),$$

где $\int_V \rho \vec{R} dV$ и $\int_F \vec{p}_n dF$ - суммы

внешних массовых и поверхностных сил, действующих на жидкий объем V и поверхность F соответственно.

Рассмотрим установившееся движение производного жидкого объема V , ограниченного поверхностью F . Пусть за время dt поверхность F перемещается в положение F' . На поверхности F выделим элементарную площадку dF , которая за время dt перемещается в положение dF' . Между этими площадками образуется элементарный кусок цилиндра. Для этого цилиндра количество движения равно:

$$\rho dV \vec{W} = \rho (W_n dt dF) \vec{W} \quad (1).$$

Знак этого выражения положителен, если жидкость вытекает из контрольного объема и отрицателен, если она втекает в контрольный объем. Поэтому, если взять интеграл по поверхности F от выражения (1), то, при учете правила знаков, получим изменение количества движения объема V за время dt , т.е.

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \int_F \rho W_n \vec{W} dF.$$

Уравнение запишется в виде:

$$\int_F \rho W_n \vec{W} dF = \int_V \rho \vec{R} dV + \int_F \vec{p}_n dF$$

Оно часто называется первым уравнением Эйлера или уравнением импульсов и формулируется так: при установившемся движении жидкого объема равнодействующая внешних сил, действующих на него, равна по величине и направлению потоку количества движения (изменению секундного количества движения) через контрольную поверхность.

В общем случае неустановившегося движения необходимо учитывать и локальную часть индивидуальной производ-

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{\partial \vec{K}}{\partial t} + \int_F \rho W_n \vec{W} dF.$$

Тогда уравнение импульсов запишется так:

$$\frac{\partial \vec{K}}{\partial t} + \int_F \rho W_n \vec{W} dF = \int_V \rho \vec{R} dV + \int_F \vec{p}_n dF$$

3. Пониженное давление в трубопроводе.

Основным элементом любой трубопроводной системы, какой бы сложной она ни была, является простой трубопровод. Классическим определением: простым трубопроводом является трубопровод, собранный из труб одинакового диаметра и качества его внутренних стенок, в котором движется транзитный поток жидкости, и на котором нет местных гидравлических сопротивлений.

При напорном движении жидкости простой трубопровод работает полным сечением $S = 4\pi R^2 = const$. Размер сечения трубопровода (диаметр или величина гидравлического радиуса), а также его протяженность (длина) трубопровода (l , L) являются основными геометрическими характеристиками трубопровода. Основными технологическими характеристиками трубопровода являются расход жидкости в трубопроводе Q и напор H (на головных сооружениях трубопровода, т.е. в его начале). Большинство других характеристик простого трубопровода являются, не смотря на их важность, производными характеристиками. Поскольку в простом трубопроводе расход жидкости транзитный (одинаковый в начале и конце трубопровода), то средняя скорость движения жидкости в трубопроводе постоянна $v = const$. Для установившегося движения жидкости по трубопроводу средняя скорость движения жидкости

в объеме V запишем в виде:

$$\vec{K} = \int_V \rho \vec{W} dV, \text{ где } \vec{W} - \text{скорость}$$

движения центра масс объема dV , то

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{W} dV = \int_V \frac{d}{dt} \rho \vec{W} dV$$

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \int_V \rho \frac{d\vec{W}}{dt} dV + \int_V \vec{W} \frac{d}{dt} (\rho dV)$$

По определению жидкий объем имеет постоянную массу жидкости, поэтому

$$\frac{d}{dt} (\rho dV) = 0.$$

Следовательно, уравнение количества движения жидкого объема V запишется в виде:

$$\int_V \rho \frac{d\vec{W}}{dt} dV = \int_V \rho \vec{R} dV + \int_F \vec{p}_n dF$$

(1), где $\int_V \rho \vec{R} dV$ и $\int_F \vec{p}_n dF$ - суммы внешних массовых и поверхностных сил, действующих на жидкий объем V и поверхность F соответственно. (1) - уравнение импульсов.

Получим векторную форму уравнения движения в напряжениях в виде:

$$\vec{R} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \vec{\sigma}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{\sigma}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{\sigma}_z}{\partial z} \right) = \frac{d\vec{W}}{dt}$$

В проекциях на координатные оси это запишется так:

$$X + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) = \frac{du}{dt}$$

(xyz).

3. Гидравлический удар в трубопроводах. Формулы Жуковского и Мишо.

Гидравлический удар - изменение давления при резком изменении скорости движения в трубах, вся кинетическая энергия превращается в энергию давления. Чаще всего возникает при быстром закрытии (открытии) задвижки.

Фазы развития гидравлического удара:

1. остановка движения жидкости $\rightarrow$; давление: $p + \Delta p_{\text{ударное}}$; $c \leftarrow$ - скорость ударной волны в сторону противоположную движению жидкости;
2. расширение трубы; давление: $p + \Delta p_{\text{ударное}}$; изменение направления движения жидкости $\leftarrow$;
3. частичное сужение трубы до начальных размеров; давление: $p + \Delta p_{\text{ударное}}$; изменение направления ударной волны $\rightarrow$;
4. полное сужение трубы до начальных размеров; давление: $p + \Delta p_{\text{ударное}}$; направление движения жидкости $\leftarrow$;
5. частичное сужение трубы; давление: $p - \Delta p_{\text{ударное}}$;
6. полное сужение трубы; давление: $p - \Delta p_{\text{ударное}}$;
7. расширение трубы до начальных размеров; давление: p_0 ; скорость жидкости равна нулю.

График давления аналогичный графику затухающих колебаний.

Борьба с гидравлическим ударом: уменьшение фазы удара $T = 2L/c$; увеличение времени остановки жидкости; уравнивательные баки; гидроаккумуляторы гасящие ударную волну; предохранительные клапаны.

Если $t_{\text{запр}} < 2L/U_{\text{зд}}$, волна пониженного давления, отраженная от резервуара, не успевает прийти к задвижке до его закрытия и получается прямой механический удар. Повышенное давление определим по формуле Жуковского: $\Delta p_{\text{зд}} = \rho W_{\text{зд}}^2$. Если $t_{\text{запр}} > 2L/U_{\text{зд}}$, то давление не достигнет максимальной величины, т.к. частично погашается отраженной волной пониженного давления, возвращаясь к задвижке от резервуара раньше, чем будет закрыта задвижка. В этом случае будет не прямой гидроудар. Повышенное давление определим по формуле Мишо: $\Delta p_{\text{зд}} =$

$$\rho W 2L v_{\text{запр}}.$$

Билет 30.

1. Ротор (вихрь) скорости и его физический смысл при описании движения жидкой среды.

Векторное произведение оператора ∇ на вектор скорости называется ротором или вихрем скорости.

$$\nabla \times \vec{W} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \times$$

$$\times (u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k}) = \text{rot } \vec{W} = \vec{\Omega}$$

$$\text{rot } \vec{W} = 2\vec{\omega}$$

Физически вихрь скорости представляет собой вектор удвоенной скорости вращения частицы

обеспечено равенство безразмерных комплексов:

$$\frac{gl_0}{u_0^2} = \frac{p_0}{\rho u_0^2} = \frac{v}{l_0 u_0} = \frac{l_0}{t_0 u_0} = idem$$

Полученные безразмерные комплексы являются

$$\text{числами подобия: } Fr = \frac{W^2}{gl} \text{ - число}$$

$$\text{Фруда; } Eu = \frac{p}{\rho W^2} \text{ - число Эйлера;}$$

$$Re = \frac{Wl}{\nu} = \frac{\rho Wl}{\mu} \text{ - число Рей-}$$

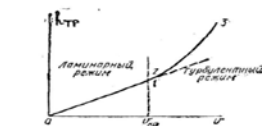
$$\text{нольдса; } Sh = \frac{l}{tW} \text{ число Струхола.}$$

3. Правила экспериментального определения гидравлических потерь.

Экспериментально подтверждается, что при турбулентном режиме движения потери напора по длине зависят от состояния стенок, ограничивающих поток. Если пропускать по трубе жидкость с различными скоростями, начиная с ламинарного режима и постепенно переходя к турбулентному, и одновременно измерять потери напора, то можно получить график зависимости потерь напора от

$$\text{скорости } h_{mp} = f(v) \text{ (рис.).}$$

График показывает, что при скорости меньше некоторого предела потери напора прямо пропорциональны первой степени скорости (на графике участок 0-1). Как и следовало ожидать, этот предел соответствует критической скорости



$$v_{kp} = Re_{KK} \nu / d \quad (1)$$

После перехода от ламинарного режима к турбулентному потери напора растут пропорционально скорости в степени, большей единицы (на графике участок кривой 2-3). Переход от ламинарного режима к турбулентному может происходить и при числах Рейнольдса, больших критического.

Обратный же переход от турбулентного режима к ламинарному осуществляется при почти одинаковом значении

$$Re = Re_{Kp}, \text{ которое и}$$

считается критическим.

Потери напора на трение по длине потока, возникающие при равномерном напорном движении жидкости в трубах, определяют по уравнению

$$h_{\partial l} = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g},$$

где l - длина участка трубы, м; d - внутренний диаметр трубопровода, м; v - средняя скорость потока, м/сек; g - ускорение свободного падения, м/сек²;

λ - безразмерный коэффициент гидравлического трения.

Впервые формула (2) была получена эмпирическим путем в XIX в. и названа *формулой Дарси-Вейсбаха*. В дальнейшем указанная формула проверена теоретически на основе метода анализа размерностей.

Билет 31.

1. Общие условия гидрогазодинамического подобия.

Метод подобия используется в том случае, когда исследуемое физическое явление может быть описано дифференциальными уравнениями. В этом случае числа подобия легко определяются как коэффициенты уравнений, представленных в безразмерном виде.

Если физическое явление не имеет математического описания, определение чисел подобия производится методом анализа размерностей. Степень сложности уравнений при использовании метода подобия не имеет значения, т.к. для нахождения чисел подобия решение уравнений не требуется.

Общим условием гидродинамического подобия процессов является соблюдение геометрического, кинематического и динамического подобия. При геометрическом подобии связь между геометрическими параметрами объектов должна

В дальнейшем, за исключением особо оговоренных случаев, для упрощения расчетов

будем принимать $\alpha = 1$. Однако следует помнить, что в некоторых случаях при неравномерном распределении скоростей значения α могут быть значительно больше 1 (2 и более).

Мгновенные скорости пульсируют около своего осредненного значения, которое за достаточно длительный промежуток времени остается постоянным; это значение и называется *осредненной скоростью*.

3. Кавитация. Влияние кавитации на работу насоса.

Если при входе в рабочее колесо насоса абсолютное давление окажется меньшим или равным упругости паров перекачиваемой жидкости при данной температуре, то жидкость начинает вскипать, происходит разрыв потока и подача прекращается.

При длительной работе насоса в таких условиях разрушается рабочее колесо. Явления, происходящие в насосе при вскипании жидкости, называются *кавитацией*. При этом из жидкости выделяются пары и растворенные газы в том месте, где давление равно или меньше давления насыщенных паров. Пузырьки пара и газов, увеличенные потоком в область повышенного давления, резко конденсируются с уменьшением объема в микроскопических зонах; это явление, подобное взрывам мельчайших бомб, приводит к механическим повреждениям лопаток колеса и их разрушению.

Кавитация может происходить не только в рабочем колесе, но и в направляющем аппарате, и в спиральном корпусе. Эти явления сопровождаются потрескиванием, шумом и вибрацией насоса. При кавитации резко падает к. п. д. насоса, производительность и напор. Особенно сильно при кавитации разрушаются чугун и углеродистая сталь, наиболее устойчивы бронза и нержавеющая сталь. Поэтому в последнее время для изготовления насосов применяют высококачественные материалы и защитные покрытия (наплавка твердых сплавов, поверхностная закалка, металлизация в холодном состоянии), что повышает надежность работы насосов.

Во избежание явления кавитации насос следует располагать как можно ниже.

Кавитационный запас уровня определяют по уравнению

$$\Delta h = \frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} - h_1.$$

Билет 29.

2. Свойства напряжения поверхностных сил. Давление и его свойства.

Выделим в движущейся жидкости элементарный прямоугольный тетраэдр. Составим векторное уравнение движения жидкого тетраэдра, выражающее второй закон Ньютона:

$$\rho dV \vec{a} + \vec{p}_n dF_n - \vec{p}_x dF_x - \vec{p}_y dF_y - \vec{p}_z dF_z = \rho dV \vec{a}$$

Подставим в это уравнение:

$$dF_x = dF_n \cos(\vec{n}, x) = n_x$$

, (xyz). Учет. Что члены $\rho dV \vec{a}$ и $\rho dV \vec{a}$ имеют высший по сравнению с другими порядком малости, и ими можно пренебречь. В результате получим:

$$\vec{p}_n = n_x \vec{p}_x + n_y \vec{p}_y + n_z \vec{p}_z$$

(1). С другой стороны, каждый из векторов

$$\vec{p}_x \text{ (xyz) может быть представлен тремя}$$

составляющими, действующими вдоль координатных осей в виде:

$$\vec{p}_x = \vec{i} \sigma_x + \vec{j} \tau_{xy} + \vec{k} \tau_{xz}$$

$$\vec{p}_y = \vec{i} \tau_{yx} + \vec{j} \sigma_y + \vec{k} \tau_{yz}$$

$$\vec{p}_z = \vec{i} \tau_{zx} + \vec{j} \tau_{zy} + \vec{k} \sigma_z$$

(2). σ -нормальные напряжения, τ -касательные напряжения

Спроецируем (1) на координатные оси, учитывая (2). Получим:

$$p_{nx} = n_x \sigma_x + n_y \tau_{yx} + n_z \tau_{zx}$$

(xyz).

По закону парности касательных напряжений: $\tau_{xy} = \tau_{yx}$...
Получим: $p_{nx} = n_x \sigma_x + n_z \sigma_z$ (xyz).

С другой стороны $p_{nx} = p_n \cdot i = p_n \cdot \cos(n, x) = p_n \cdot x_x$ (xyz).

Полученный результат справедлив и для вязкой жидкости, но находящейся в покое, т.к. вязкость проявляется только при относительных перемещениях слоев жидкости.

определяется по формуле Шези: $v=CV\sqrt{R}$ где:

$$C = \sqrt{\frac{8n}{\lambda}}$$
 - скоростной коэффициент Ше-

зи, $R_r = S/P$ - гидравлический радиус сечения, для круглого сечения при полном заполнении жидкостью $R_r=d/4$; $i=h_{\text{гп}}/l$ - гидравлический уклон. Полагая, что весь имеющийся напор на головных сооружениях (в начале) трубопровода тратится на преодоление сил трения в трубопроводе (в простом трубопроводе это потери напора по длине $h_{\text{гп}}$), уравнение движения жидкости (Бернулли) примет вид: $H=v^2/2CR_r$.

Расход жидкости в трубопроводе: $Q=v\cdot S = CS\sqrt{Ri}$. Обозначив: $CS\sqrt{R}=K$, получим основное уравнение простого трубопровода: $Q=K\sqrt{i}$.

где: K - модуль расхода - расход жидкости в русле заданного сечения при гидравлическом уклоне равном единице (иначе модуль расхода называют расходной характеристикой трубопровода). Другой и более известный вид основного уравнения простого трубопровода получим, решив уравнение относительно напора: $H=Q^2/K^2$ или $H=R\cdot Q^2$. Величину $1/K^2$ называют удельным сопротивлением трубопровода, $R=1/Q^2$ - его полным сопротивлением.

График уравнения простого трубопровода

$H = f(Q)$ носит название его гидравлической характеристики. Вид гидравлической характеристики зависит от режима движения жидкости в трубопроводе: при ламинарном движении жидкости гидравлическая характеристика трубопровода - прямая линия, проходящая через начало координат (1). При турбулентном режиме гидравлическая характеристика - парабола (2). Если на трубопроводе собранном из труб одинакового диаметра имеются местные сопротивления, то такой трубопровод можно привести к простому трубопроводу эквивалентной длины $l_{\text{экв}}$: $l_{\text{экв}} = l + d\sum \xi/\lambda$.

Билет 33.

1. Совершенный газ. Идеальный газ (жидкость).

Изучение реальных жидкостей и газов связано со значительными трудностями, т.к. физические свойства реальных жидкостей зависят от их состава, от различных компонентов, которые могут образовывать с жидкостью различные смеси как гомогенные (растворы) так и гетерогенные (эмульсии, суспензии и др.). По этой причине для вывода основных уравнений движения жидкости приходится пользоваться некоторыми абстрактными моделями жидкостей и газов, которые наделяются свойствами неприсущими природным жидкостям и газам.

Идеальная жидкость - модель природной жидкости, характеризующаяся изотропностью всех физических свойств и, кроме того, характеризуется абсолютной несжимаемостью, абсолютной текучестью (отсутствием сил внутреннего трения), отсутствием процессов теплопроводности и теплопереноса.

Реальная жидкость - модель природной жидкости, характеризующаяся изотропностью всех физических свойств, но в отличие от идеальной модели, обладает внутренним трением при движении.

Совершенный газ – модель газа, молекулы которого представляются в виде материальных точек, взаимодействующих только при соударениях. Совершенный газ имеет постоянные теплоемкости C_p и C_v , показатель изотропии $k=C_p/C_v$, и молекулярную массу m и удовлетворяет уравнению состояния Клапейрона $p=R\cdot T$.

Идеальный газ - модель, характеризующаяся изотропностью всех физических свойств и абсолютной сжимаемостью.

Реальный газ - модель, при которой на сжимаемость газа при условиях близких к нормальным условиям существенно влияют силы взаимодействия между молекулами.

При изучении движения жидкостей и газов теоретическая гидравлика (гидромеханика) широко пользуется представлением о жидкости как о сплошной среде. Такое допущение вполне оправдано, если учесть, что размеры пространства занимаемого жидкостью, во много раз превосходят межмолекулярные расстояния (исключением можно считать лишь разреженный газ). При изучении движения жидкостей и газов последние часто рассматриваются как жидкости с присущими им некоторыми особыми свойствами. В связи с этим принято различать две категории жидкостей: капельные жидкости (практически несжимаемые тела, или собственно жидкости) и сжимаемые жидкости (газы).

жидкости. Если ротор не равен нулю, то имеет место вращение элементарного объема. Такое течение называется вихревым. В противном случае течение безвихревое.

2. Теорема Томпсона (Кельвина) (без доказательства) и следствие из нее.

Теорема Томпсона (законом сохранения циркуляции скорости) утверждает, что если 1) силы, действующие в жидкости имеют потенциал; 2) идеальная жидкость баротропна; 3) поле скорости непрерывно, то циркуляция скорости по любому замкнутому жидкому контуру остается постоянной во все время движения жидкости: $d\Gamma/dt=0$.

Следствие (теорема Лагранжа): если соблюдаются условия теоремы Томпсона и вихрей не было, то они и не могут появиться, а если были то не могут исчезнуть. Если условия теоремы нарушаются, то вихри смогут возникать и исчезать.

Основная ценность т.Т.: позволяет объяснить причины перехода движения жидкости из безвихревого в вихревое состояние, и наоборот.

Билет 32.

1. Конфузорный и диффузорный каналы. Идеальное сопло. Максимальная скорость истечения из идеального сужающегося сопла.

Конфузорные течения устойчивы (сужение каналов) – в них не причин для возникновения вихрей. Вихри образуются лишь в цилиндрической трубе на выходе из конфузора. Для устранения этих вихреобразований коническую часть следует сопрягать с цилиндрической плавной кривой. Сопло Витосинского. На выходе из этого сопла поле скоростей близко к равномерному, а потери минимальны. Т.к. потери в таком сопле обусловлены трением, то коэффициент местных потерь зависит от числа Рейнольдса и отношения площадей $F1/F2$ и колеблется в пределах $\xi=0,01...0,1$. Меньшие значения соответствуют большим числам Рейнольдса.

Истечение через диффузорный, т.е. расширяющийся насадок. Добавление к такой стенке с отверстием диффузорного насадка вызывает снижение давления $p2 < p3$ в минимальном сечении и соответствующее увеличение скорости и расхода. Поэтому такие насадки называются соосущими. При неизменном диаметре отверстия d и при небольшом напоре добавление насадка может увеличить расход жидкости в 2,5 раза. При увеличении напора в узком сечении возможно возникновения кавитации, приводящей к снижению расхода. Наилучшие результаты дают диффузорные насадки при $\theta < 8^\circ$. При увеличении угла возможен отрыв течения от стенок, увеличение потерь и уменьшение расхода.

32 Критерии подобия гидродинамического подобия гидродинамический смысл.

Числа подобия: $Fr = \frac{W^2}{gl}$ -число Фруда;

$Eu = \frac{p}{\rho W^2}$ -число Эйлера;

$Re = \frac{Wl}{\nu} = \frac{\rho Wl}{\mu}$ -число Рейнольдса;

$Sh = \frac{l}{tW}$ число Струхала.

Число Фруда характеризует отношение инерционных сил к вязким силам. Число Эйлера характеризует отношение инерционных сил к силам вязкости.

Число Эйлера представляет собой отношение давления жидкости к удвоенному характерному скоростному напору $\rho W^2/2$. Для сжимаемой жидкости число Эйлера можно представить:

$Eu = \frac{p}{\rho W^2} \cdot \frac{k}{k} = \frac{1}{kM^2}$. Тогда оно рас-

пределяется на два критерия: число Маха $M=W/a$, которое является мерой сжимаемости газа при больших скоростях потока, и $k=C_p/C_v$ –показатель адиабаты, характеризующий термодинамические свойства газа. При движении жидкости в трубах число Eu часто представля-

ется в виде $Eu = \frac{\Delta p}{\rho W^2}$, где Δp –

характерный перепад давлений. Число Рейнольдса – параметр, характеризующий отношение сил инерции к силам вязкости. При малых Re преобладают силы вязкости, а при больших Re –силы инерции.

Число Струхала – характеризует отношение локальной инерционной силы к конвективной и является критерием, определяющим меру нестационарности течения.

Числа подобия, получ. из ур-ий, опис. движение жид-ти с начал. и гранич. усл., обеспеч. однозначное выделение рассматр. явления из целого класса задач, наз. критериями подобия.

удовлетворять условию $m_l=l_0/L_0$, где l -линейный размер, m_l - линейный масштаб моделирования, индексы m -модель, n –натура.

Кинематическое подобие выполняется, если в сходственных точках, координаты которых удовлетворяют соотношениям: $m_l=x_m/x_n=y_m/y_n=z_m/z_n=l_m/l_n$, проекции векторов скорости удовлетворяют условию: $m_v=v_m/v_n=l_m/l_n$ $=\omega_m/\omega_n=l_m/l_n$, где l_n - некоторый характерный линейный размер, ω_n некоторое характерное значение скорости, m_v - масштаб скорости.

Сходственные точки модели и натуре имеют одинаковые безразмерные координаты, и в этих точках одинаковые безразмерные значения соответственных составляющих скорости.

Динамическое подобие означает пропорциональность всех сил, действующих в сходственных точках геометрически подобных потоков.

Например, для массовых сил: $m_R=X_m/X_n=Y_m/Y_n=Z_m/Z_n$, где m_R –масштаб сил.

2. Вторая теорема Гельмгольца (без доказательства) и следствие из нее. Теорема Стокса (без доказательства) о связи между интенсивностью вихревого движения и циркуляцией.

Вторая теорема Гельмгольца о сохранении вихревых линий: Если принять условие теоремы Томпсона, то можно утверждать, что 1) интенсивность вихревой трубки во все время движения остается постоянной, 2) интенсивность вихревой трубки постоянна вдоль всей ее длины, т.е. циркуляция скорости по любому контуру, охватывающему трубку, постоянна.

$F_1 \cdot \text{rot} \vec{W}_1 = F_i \cdot \text{rot} \vec{W}_i = \text{const}$

Интенсивность вихревого шнура или вихревой трубки:

$i = \int_F \text{rot}_n \vec{W} dF = 2 \int_F \omega_n dF$

Если вектор ω в сечении F постояен, то для элементарной вихревой трубки:

$\omega_n F_q = \omega_2 F_2 = \text{const}$.

Следствия теоремы Гельмгольца: 1) чем меньше площадь сечения вихревой трубки, тем больше интенсивность вихревой трубки (угловая скорость). Но сечение вихревой трубки нигде не может быть равной нулю, т.к. в этом случае интенсивность вихревой трубки была бы равна бесконечности, что физически не выполнимо; 2) вихревые трубки не могут заканчиваться внутри жидкости –они либо замыкаются на себя, как кольца табачного дыма, либо опираются на свободную поверхность жидкости или твердого тела, или уходят в бесконечность. Теорема Стокса утверждает, что интенсивность вихревой трубки равна циркуляции скорости по замкнутому контуру, описывающему вихревую трубку один раз по ее поверхности так, что его можно стянуть в точку не выходя за пределы жидкости: $\Gamma = \oint_L \vec{W} \cdot d\vec{r} = \int_F \vec{n} \cdot \text{rot} \vec{W} dF = 2 \int_F \vec{n} \cdot \vec{\omega} dF$

Следствия теоремы Стокса: 1. Если контур охватывает несколько вихревых трубок или областей, то циркуляция скорости по этому контуру равна алгебраической сумме циркуляции по контурам, охватывающим каждую вихревую область отдельно. 2. Если внутри рассматриваемой области течение безвихревое, то циркуляция скорости по любому замкнутому контуру в этой области равна нулю.

3. Особенности движения жидкой среды как деформируемой среды.

Жидкости по молекулярному строению занимают промежуточное положение между кристаллическим твердым телом и газом

$\left| \vec{E}_0 \right| = kT$. Поэтому они обладают

плотностью близкой к твердому телу, устойчиво сохраняют величину занимаемого ими объема, но не держат форму.

Сложность молекулярного строения жидкости затрудняет получение теоретическим путем достаточно общих связей между молекулярными характеристиками и наблюдаемыми свойствами: температурой, давлением плотностью, вязкостью и др. Поэтому в гидродинамике используются экспериментально установленными значениями для этих величин и связями между ними.

Основными параметрами, характеризующими термодинамическое состояние жидкости, являются температура T , давление p и плотность ρ . Связь между плотностью, тем-ой и давлением устанавливается ур-ем состояния, которое для реальных жид-тей и газов выводится в кинет. теории. Однако ввиду сложности общего ур-я состояния и затруднительности определения входящих в него констант, для качественного анализа свойств этих сред используются приближенными теоретическими или эмпирическими уравнениями.

Легкоподвижность – св-во среды неогран. деформ. под действием пост. малой силы.

Жидкости и газы в силу своего строения не могут воспринимать растягивающие напряжения. Поэтому нормальные напряжения должны быть сжимающими. Такое сжимающее нормальное напряжение называется давлением и обозначается p : $p = -p_x = -\sigma_x = -\sigma_y = -\sigma_z$. (3)

След-но, давление всегда направлено по внутренней нормали к поверхности жидкости. Это первое свойство давления.

Перепишем (3) $p = -p_x = p_y = p_z$, где $p_x = -\sigma_x$, $p_y = -\sigma_y$, $p_z = -\sigma_z$. Давление – величина положительная и в любой точке идеальной или покоящейся вязкой жидкости одинакова по всем направлениям, т.е. не зависит от ориентации площадки в пространстве. Это второе свойство давления. Но давление неодинаково в различных точках пространства и может изменяться во времени.

3. при течении несжимаемой жидкости в трубах в общем случае ...

Было установлено, что при больших числах Рейнольдса и высокой шероховатости ко-

эффициент гидравлического трения λ в трубах совсем не зависит от вязкости жидкости (числа Рейнольдса), а зависит только от относительной шероховатости (в этих условиях трубы и русла называют *теплыми шероховатыми*). Трубы же,

в которых коэффициент λ зависит только от числа Рейнольдса и не зависит от относительной шероховатости, что бывает при сравнительно малых Re и k/d , называют *гидравлически гладкими*. При этом один и тот же трубопровод в одних условиях может быть гидравлически гладким, а в других – вполне шеро-

ховатым. Условия, в которых зависит

от числа Рейнольдса и от относительной шероховатости, называются *переходной областью*. Это объясняется тем, что при малых числах Рейнольдса вблизи стенок сохраняются сравнительно толстые ламинарные слои, и выступы шероховатости обтекаются жидкостью без образования и отрыва вихрей. Свойства поверхности стенок трубопровода в этом случае не влияют на сопротивление,

$\lambda = f(R_e)$ выражается в логарифмическом

связи координатах прямой. $\xi = f(Re)$ –переходная область $\xi = f(Re)$ – трубы вполне шероховатые

Билет 34.

1. Поле течения жидкости.

Для описание области течения жидкости необходимо знать следующие параметры: скорость, плотность, давление, температуру. $u=(x, y, z, t)$; $v=(x, y, z, t)$; $\omega=(x, y, z, t)$ $\rho=\rho(x, y, z, t)$ $p=p(x, y, z, t)$ $T=T(x, y, z, t)$

1. Принципы вывода дифференциальных уравнений Рейнольдса осредненного турбулентного движения. Особенности уравнений Рейнольдса.

Влияние пульсации скорости на осредненное турбулентное течение проявляется как бы в увеличении вязкости осредненного движения по сравнению с молекулярной вязкостью. Это дополнительное или кажущееся вязкостью или кажущиеся турбулентные напряжения –являются основными понятиями всех современных теорий турбулентности. Термин «кажущаяся» означает инерционный характер турбулентных напряжений. Дифференциальные уравнения осредненного турбулентного движения, предложенные Рейнольдсом, получаются подстановкой в уравнение непрерывности Навье-Стокса др. уравнения сохранения истинных параметров турбулентного движения согласно зависимости

$u = \bar{u} + u'$ (ц, в, р, т) с последующим осреднением по определенным правилам.

Для установившегося течения несжимаемой жидкости при отсутствии массовых сил эти уравнения можно привести к виду уравнений движения в напряжениях с той разницей, что в них

$\bar{\sigma}_x = -\bar{p} + 2\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \bar{u} u'$;

$\bar{\tau}_{yx} = \bar{\tau}_{xy} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - \rho \bar{v} u'$

В выражении появляются дополнительные скалярное обусловленное турбулентной вязкостью.

