

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДВИЖЕНИИ МНОГОФАЗНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРОЦЕССЕ УДАРА

Хайруллаев Р. С.

Ташкентский архитектурно-строительный
Университет Докторант

Механика многофазной жидкости строится на основе физических законов сохранения массы, импульса и энергии, поэтому при рассмотрении некоторой модели нужно записать балансовые соотношения массы, импульса и энергии для каждой составляющей в некотором фиксированном в пространстве объеме смеси, ограниченном поверхностью, учитывая при этом обмен (взаимодействие) не только с внешней (по отношению к выделенному объему) средой, но и соответствующий обмен (взаимодействие) массой, импульсом и энергией между составляющими внутри объема.

Анализируем движение многофазной жидкости на рабочей камере гидротаранной установки «Поршневый гидротаран» № IAP 201 303 62. (изобретение).

Из гидротаранной установки имеем трубу AB (рис.1), соединенную с бассейном, наполненным жидкой средой, уровень которой остается постоянным. Мгновенно открыв отверстие B , трубы видим, что из трубы начинает вытекать многофазная жидкость с постепенно увеличивающейся до определенного значения скоростью; достигнув этого значения, скорость перестает возрастать; движение устанавливается, и картина его в дальнейшем остается как бы без изменения.

Если допустить рассматриваемой нами среды сплошной, то в каждой точке пространства необходимо рассмотреть столько векторов скоростей \mathcal{G}_n , сколько сред участвует в движении, кроме того, очевидно, что в каждой точке будем иметь несколько плотностей ρ_n . В дальнейшем мы будем рассматривать среднюю плотность среды ρ_n , которая получится, если равномерно распределить по всему объему массу какой ни будь среды из участвующих в движении. Через ρ_{ni} обозначим её истинную плотность. Для средних плотностей ρ_n можно, очевидно написать закон Ломоносова (сохранения вещества) в форме Эйлера:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_n, \mathcal{G}_n) = 0 \quad (n = 1, 2, \dots, N) \quad (1)$$

Где N - число сред участвующих в движении. Заметим, что принятые уравнения (1) плотности имеет принципиальное значение: Для истинных плотностей оно будет иметь другую форму. Пусть в процессе движения часть сред превращается в другие среды участвующих в движении. Если закон превращения таков, что масса dm в одну секунду выделяет λdm массы другой жидкости, то очевидно уравнение неразрывности напишется в форме:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \text{div}(\rho_n, \mathcal{G}_n) = \sum_{j=1}^N \lambda_{jn} \rho_j - \rho_n \sum_{j=1}^N \lambda_{nj}$$

Где λ_{jn} - скорость превращения j -ой компоненты в n -ую,

λ_{nj} - скорость превращения n -ой компоненты в j -ую.

Этот случай нами не рассматривается.

В описанном выше случае движение жидкости в трубе вначале является неустановившимся, а затем переходит в установившееся. Известно, что при движении многофазной жидкости скорость, давление и другие величины, характеризующие движение, являются функциями пути s и времени t , для каждой участвующей фазы многофазной жидкости т. е.

$$\mathcal{G}(s, t) = \mathcal{G}_{cm}(s, t) = \frac{\mathcal{G}_1(s, t) + \frac{f_2}{f_1} \rho \mathcal{G}(s, t)}{1 + \rho \frac{f_2}{f_1}} \quad (2)$$

$$p = p(s, t)$$

Однако необязательно, чтобы при всяком движении эти величины изменились в зависимости и от пути и от времени. Возможно, что эти величины при одном и том же значении s течение времени останутся постоянными. В таком случае говорим, что величины не являются явными функциями времени, значит, частные производные этих величин по времени равны нулю [1].

Установившееся движение является именно таким, при котором изменение величин происходит в зависимости от пути, а не от времени. Если при установившемся движении рассмотреть в потоке одно живое сечение, то в этом сечении все время будем иметь постоянную скорость, постоянное давление и другие параметры, характеризующие движение. Следовательно, при установившемся движении:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

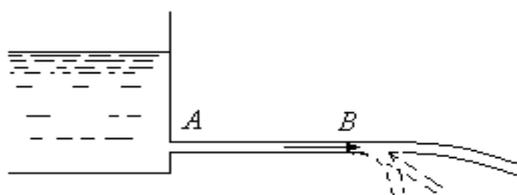


Рис.1. Разгон жидкости в трубе

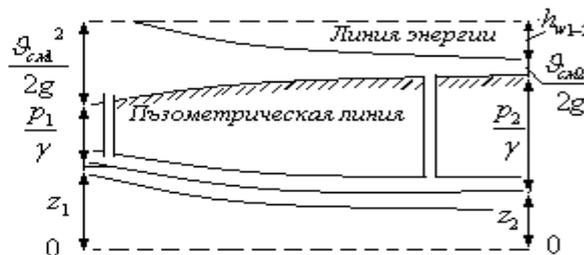


Рис.2. Линия энергии и пьезометрическая линия при установившемся движении

При изучении установившегося движения смеси сжимаемой жидкости используется уравнение Бернулли для многофазной жидкости в сечениях 1-1 и 2-2. (рис. 2);

$$\frac{g_{смx}^2}{2g} + \frac{p_x}{\gamma} + U + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{Si}^{\circ} \rho_{ni}^{\circ} f_s f_n}{\sum_{n=1}^m (\rho_{ni}^{\circ} f_n)^2} (g_s - g_n)^2 + h_x =$$

$$= \frac{g_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + U + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{S-2i}^{\circ} \rho_{n-2i}^{\circ} f_{S-2} f_{n-2}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-2i}^{\circ} f_{n-2})^2} (g_{S-2} - g_{n-2})^2 + h_{w1-2} \quad (3)$$

Где :

h_{w1-2} - потеря энергии единицы веса жидкости между двумя исследуемыми сечениями 1-1 и 2-2.

$$f_1 + f_2 = 1. \quad (4)$$

Здесь f_1, f_2 – объёмные концентрации первой и второй фаз смеси жидкости. Из уравнения Бернулли (3) коэффициент взаимодействия фаз примет вид [1, 4-7]

$$k = \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{Si}^{\circ} \rho_{ni}^{\circ} f_s f_n}{\sum_{n=1}^m (\rho_{ni}^{\circ} f_n)^2}, \quad (5)$$

где k – коэффициент взаимодействия. Согласно исследованиям [2,3], потенциал скорости для дисперсной смеси жидкостей имеет вид [1]

$$\varphi_{см} = \varphi_1 f_1^* + \varphi_2 f_2^*,$$

где

$$f_1^* = \frac{f_1}{f_2 + \rho f_1}, \quad f_2^* = \frac{f_2}{f_2 + \rho f_1}, \quad \rho = \frac{\rho_{1i}}{\rho_{2i}}.$$

Таким образом, согласно уравнению Бернулли, для абсолютного движения между точками 1и 2имеем уравнение (3).

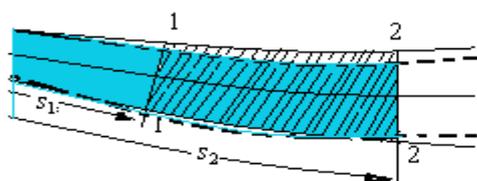


Рис. 3. Инерционный напор

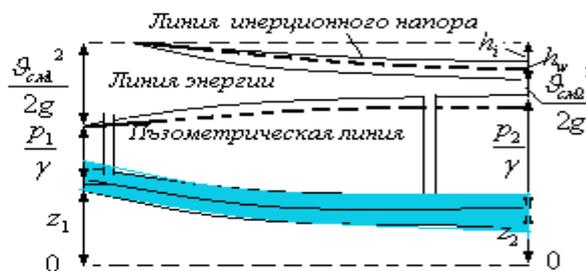


Рис. 4. Пьезометрическая линия при ускоренном во времени неустановившемся движении

Имея в виду незначительность разности величин силы взаимодействия фаз уравнение движения в точках 1 и 2 на отметке турбины,

$$\frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{s-1i} \rho_{n-1i} f_{s-1} f_{n-1}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-1i} f_{n-1})^2} (\mathcal{G}_{s-1} - \mathcal{G}_{n-1})^2 - \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{(n-2)i} \rho_{n-2i} f_{s-2} f_{n-2}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-2i} f_{n-2})^2} (\mathcal{G}_{1-2} - \mathcal{G}_{2-1})^2 \rightarrow 0 \quad (6)$$

Из уравнение (3) получим:

$$\frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + U = \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + U + h_{w,1-2} \quad (7)$$

Если исследуемая смесь жидкости состоит из жидкой и твердой фаз, совершающих взаимопроникающие движения, то вязкость смеси отличается от вязкости жидкой (несущей) фазы и зависит от объёмного содержания твердой фазы и физических свойств взвеси и т.д. [2,4,6,7]

Сумма пяти членов уравнения Бернулли в многофазной форме (3) составляет полный запас механической энергии единицы веса жидкости, который иначе называется средней удельной энергией данного сечения.

При установившемся движении, если между двумя сечениями 1–1 и 2–2 нет источника энергии (насоса и др.), то благодаря трению и сил взаимодействия удельная энергия во втором сечении имеет вид

$$E_2 = \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + U + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{s-2i} \rho_{n-2i} f_{s-2} f_{n-2}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-2i} f_{n-2})^2} (\mathcal{G}_{s-2} - \mathcal{G}_{n-2})^2 + h_{w1-2}$$

И всегда меньше удельной энергии в первом сечении.

$$E_1 = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\mathcal{G}_{cm1}^2}{2g} + z_1 + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{s-1i} \rho_{n-1i} f_{s-1} f_{n-1}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-1i} f_{n-1})^2} (\mathcal{G}_{s-1} - \mathcal{G}_{n-1})^2 \quad (8)$$

Уравнение (8) не может характеризовать неустановившееся движение, так как при его выводе принято, что частные производные по времени равны нулю.

При изучении неустановившегося движения капельной жидкости используется уравнение Коши - Лагранжа, которое имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} + \frac{p_x}{\gamma} + U + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{Si} \rho_{ni} f_s f_n}{\sum_{n=1}^m (\rho_{ni} f_n)^2} (\mathcal{G}_s - \mathcal{G}_n)^2 + h_x = \\ = \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + U + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{s-2i} \rho_{n-2i} f_{s-2} f_{n-2}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-2i} f_{n-2})^2} (\mathcal{G}_{s-2} - \mathcal{G}_{n-2})^2 + h_w + h_i \end{aligned} \quad (9)$$

Новый член уравнения (9), h_i так называемый инерционный напор, равен

$$h_i = \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial g}{\partial t} ds \quad (10)$$

При установившемся движении в выражении (10) подынтегральная функция равна нулю, благодаря чему интеграл равен нулю и уравнение (9) превращается в уравнение (3).

Чтобы понять смысл формулы (10), выделим в потоке два сечения 1–1 и 2–2 (рис.3). Масса жидкости, заключенная в отсеке между этими сечениями, при установившемся движении все время обладает одной и той же энергией. Таким образом, частица жидкости, проходя через этот отсек, не берет из этой массы и не отдает ей никакой энергии, затрачивая лишь некоторую энергию на преодоление сопротивлений. Последняя энергия превращается в другую форму энергии и больше не восстанавливается.

При неустановившемся, же движении в изучаемом отсеке энергия изменяется во времени, при этом она может увеличиваться или уменьшаться за счёт взаимодействия и взаимопроникания, где ожидается трения между участвующих фаз.

Предположим, что характер неустановившегося движения таков, при котором в указанном отсеке энергия во времени возрастает. Единственным источником энергии в таком случае для данного объема жидкости может являться энергии частиц фаз многофазной жидкости, проходящих через этот отсек. Действительно, в случае, когда энергия в указанном отсеке во времени возрастает, проходящие частицы в отсеке оставляют некоторую часть своей энергии за счёт взаимодействия и трения, и наоборот, если в отсеке энергия во времени убывает, значит, уходящие частицы уносят некоторую энергию[1,4,6,7].

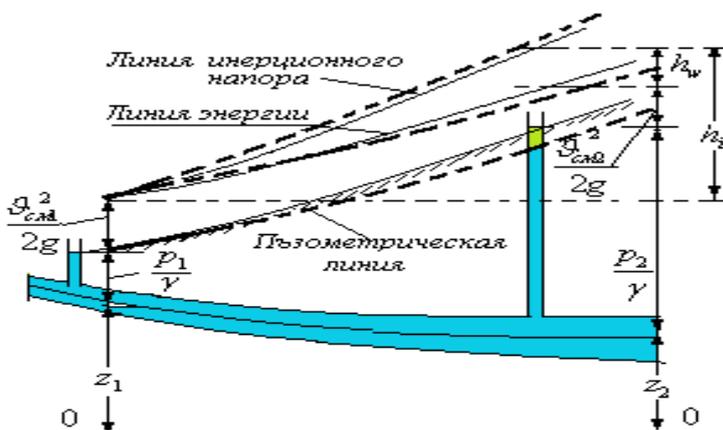


Рис. 5. Пьезометрическая линия при замедленном неустановившемся движении

Если при неустановившемся движении сохраним то же определение удельной энергии, что и при установившемся, т. е. примем, что

$$E = \frac{p}{\gamma} + \frac{g^2}{2g} + z + \frac{1}{2g} \sum_{s,n=1}^m \frac{\rho_{s-li} \rho_{n-li} f_{s-1} f_{n-1}}{\sum_{n=1}^m (\rho_{n-li} f_{n-1})^2} (g_{s-1} - g_{n-1})^2$$

то баланс удельной энергии жидкости во втором сечении согласно уравнению (9) выразится соотношением:

$$E_2 = E_1 - h_w + h_i \quad (11)$$

где величина h_i может иметь положительный или отрицательный знак в зависимости от возрастания или убывания энергии в данном отсеке при воздействии межфазных сил.

При возрастании скорости во времени производная $\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} > 0$ положительна,

следовательно, положительный инерционный напор $h_i > 0$. При убывании скорости во

времени производная $\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} < 0$ отрицательна, отрицателен также и инерционный напор

$h_i < 0$. При этом абсолютное значение производной - иногда может быть очень большим.

На основании рассмотренного можно прийти к заключению, что в отличие от установившегося движения, при котором всегда $E_2 < E_1$, при неустановившемся

движении удельная энергия E_2 в данный момент времени в зависимости от значения разности $h_w - h_i$ может оказаться больше или меньше энергии E_1 .

Выводы: Приведенные выше рассуждения показывают, что инерционный напор — это некоторая энергия, отнесенная к единице веса многофазной жидкости, которая при ускоренном во времени движении передается проходящими частицами массе взаимодействием и взаимопрониканием фаз жидкости, заключённой между сечениями 1–1 и 2–2, а при замедленном, движении она берется у этой массы. Инерционный напор не является потерей энергии.

На рис. 4 и 5 показаны пьезометрические линии и линии энергии в случаях замедленного и ускоренного во времени движений. При неустановившемся движении эти диаграммы справедливы только для определенного зафиксированного момента времени, поскольку вследствие изменения скорости и давления эти линии во времени будут перемещаться.

Из рис. 5 видно, что при замедленном во времени неустановившемся движении линия энергии и пьезометрическая линия могут располагаться выше линии начального напора, которому способствуют внутренние силы взаимодействия и трения что невозможно при установившемся движении. Пунктирные линии соответствуют многофазной жидкости.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Овсепян В.М. Гидравлический таран и таранные установки. Изд. «Машиностроение» М., 1968. 123с.
- [2] Рахматулин Х.А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред: //ПММ. 1956. Т. 20. Вып. 2.
- [3] Хамидов А. А. Плоские и осесимметричные задачи о струйном течении идеальной сжимаемой жидкости. Ташкент: Фан. 1978. 120 с.

- [4] Хамидов А.А., Худайкулов С.И. Теория струй многофазных вязких жидкостей. Ташкент. Фан. 2003. 140с.
- [5] Нишонов Ф.Х. Обобщенная модель теории струй одно- и многофазных жидкостей. Ж: Проблемы механики № 1.2017,39-43с
- [6] Нишонов Ф.Х. «Распространения ударного давления в гидротаране строительного комплекса» Ж: Проблемы механики № 1. 2017,83-86с.

«Передачи энергии нестационарной движению многофазной жидкости в процессе удара» В статье исследуется полная энергия неустановившегося движения многофазной жидкости с учетом взаимодействия и взаимопроникания фаз. Приводятся графики изменения инерционного напора.

«Гидравлик зарба жараёнида кўп фазали суюқликларнинг ностационар ҳаракатида энергия узатилиши» Мақолада кўп фазали суюқликларнинг ностационар ҳаракатининг ўзаро киришувчанлиги ва ўзаро таъсири юзасидан ҳосил бўлган тўлиқ энергияси ўрганилиб, инерцион босимнинг ўзгариши графиги келтирилади.