

ЭНЕРГЕТИКА

Б. Л. БУНИАТЯН

О ПОТЕРЯХ НАПОРА ПРИ НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ДВИЖЕНИИ
НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Лабораторные и натурные данные [1—3] показывают, что амплитуды колебаний уровня воды в уравнительных резервуарах по теоретическим расчетам получаются больше фактических на 10—15%. Расхождение объясняется в основном тем, что в расчетах не учитываются специфические изменения закона потерь напора, связанные с неустановившимся движением [1]. Необходимо детализировать, что именно понимается под этим несоответствием. С одной стороны, оно заключается в том, что в неустановившемся движении возникают новые компоненты потерь, отсутствующие в установившемся движении, например, компоненты связанные с обменом расходами между элементами гидравлической системы „напорный тоннель — уравнительный резервуар“. С другой стороны, это различие состоит в том, что потери напора, несомненно, связаны с формой эпюры скоростей. Следовательно, при торможении потока, когда эпюра скоростей выравнивается и при его ускорении, когда она вытягивается [1], потери напора при одной и той же средней скорости, должны быть различны между собой и должны отличаться от потерь в установившемся режиме.

В данной работе рассмотрена лишь первая из указанных сторон. Что касается второй стороны, то для ее анализа необходимы специальные экспериментальные исследования, которые до настоящего времени еще никем не предпринимались.

При неустановившемся движении несжимаемой жидкости, средняя по сечению скорость течения потока V , являясь функцией от времени, приводит к изменению гидравлических потерь и скоростного напора также в зависимости от времени. Такое движение в системе „напорный тоннель—уравнительный резервуар“ выражается колебаниями масс, при которых вода, с изменяющейся во времени скоростью движется то в одном направлении, то в другом, т. е. $0 < V < 0$. Следовательно, необосновано обычно используемое в гидравлике предположение о том, что за все время колебательного движения потери напора выражаются через квадрат скорости.

В литературе по данному вопросу приводятся лишь некоторые сведения доказывающие, что потери напора на трение при неустановившемся режиме несколько больше таковых при установившемся ре-

жиме, а для местных потерь расхождение достигает в среднем 10% [4, 5]. В работе [6] приводится аналитическое выражение для коэффициента потерь в питательных трубопроводах гидротаранных установок и доказывается, что при малых значениях V квадратичный закон образования потерь приводит к неточным результатам.

Принимая, что механизм образования потерь при неустановившемся режиме не отличается от такового при установившемся режиме, можно определить изменение скорости течения потока из уравнения

$$\frac{1}{g} \frac{dV}{dt} = - \frac{d}{dx} \left[Z + \frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} (\zeta^c + 1) \right], \quad (1)$$

где Z — отметка центра тяжести рассматриваемого сечения над плоскостью сравнения; x — соответствующая ордината; p — давление; ζ^c — коэффициент сопротивления системы; γ — объемный вес жидкости; g — ускорение силы тяжести.

Интегрируя (1) при соответствующих граничных условиях (при $x=0$, $V=0$, $Z=Z_0$, $p=p_0$; при $x=l$, $V=V_x$, $Z=0$, $p=p_x$) получим:

$$\frac{l}{g} \frac{dV}{dt} = - \left(Z_0 + \frac{p_0}{\gamma} - \frac{p_x}{\gamma} \right) + \frac{V_x^2}{2g} (\zeta^c + 1), \quad (2)$$

где l — длина тоннеля.

При $t=0$ имеем $\frac{dV}{dt}=0$, $V_x = V_0$. Следовательно,

$$Z_0 + \frac{p_0}{\gamma} - \frac{p_x}{2\gamma} = \frac{V_0^2}{2g} (\zeta^c + 1) = h^0. \quad (3)$$

После постановки (3) в (2) получим:

$$dt = \frac{2l}{(\zeta^c + 1)} \cdot \frac{dV_x}{V_0^2 + V_x^2}.$$

Откуда после интегрирования будем иметь

$$t = - T \operatorname{arctg} \frac{V_x}{V_0} + c, \quad (4)$$

где

$$T = \frac{2l}{(\zeta^c + 1)V_0}. \quad (5)$$

С учетом (3) выражение (5) принимает вид

$$T = \frac{lV_0}{gh^0}. \quad (6)$$

При $t=0$ из (4) находим

$$c = T \operatorname{arctg} \frac{V_0}{V_0} = T \frac{\pi}{4}. \quad (7)$$

В силу (4) и (7) получим

$$V_x = V_0 \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right). \quad (8)$$

Нетрудно заметить, что при $t=0$ по формуле (8) $V_x = V_0$, а при $t=t_k$, $V_x=0$, т. е. с течением времени начальная скорость V_0 , уменьшаясь к концу времени $t_k = T \frac{\pi}{4}$, становится равной нулю. Если при неустановившемся режиме за время dt через водовод с постоянным поперечным сечением протекает некоторый объем воды, равный

$$F \int_0^t V_x dt,$$

то для протекания за это же время такого же объема воды при установившемся режиме должна существовать некоторая постоянная по времени скорость установившегося режима V_{ocp} т. е.

$$F_{ocp} t = F \int_0^t V_x dt,$$

откуда

$$V_{ocp} = \frac{1}{t} \int_0^t V_x dt. \quad (9)$$

Выразим через осредненную скорость значения следующих трех интегралов [6]:

$$\int_0^t V_x dt = V_0 \int_0^t \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) dt = V_0 T \ln \left[\sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right]; \quad (10)$$

$$\int_0^t V_x^2 dt = V_0^2 \int_0^t \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right]^2 dt = V_0^2 \left\{ T \left[1 - \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right] - t \right\}; \quad (11)$$

$$\int_0^t V_x^3 dt = V_0 \int_0^t \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right]^3 \left\{ \frac{T}{2} \left[1 - \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right] - 2 \ln \left[\sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right] \right\} dt \quad (12)$$

Следуя В. М. Овсепяну [6], определим следующие три отношения:

$$\frac{\int_0^t V_x dt}{V_{ocp} t}; \quad \beta = \frac{\int_0^t V_x^2 dt}{V_{ocp}^2 \cdot t} \quad \text{и} \quad \beta_0 = \frac{\int_0^t V_x^3 dt}{V_{ocp}^3 t}. \quad (13)$$

Из формулировки осредненной скорости (9) имеем

$$\frac{\int_0^t V_x dt}{V_{ocp} \cdot t} = 1.$$

Из выражений (9), (10) и (13) получим

$$\beta = \frac{t}{T} \frac{1 - tg \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) - \frac{t}{T}}{\left\{ \ln \left[V \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right] \right\}^2}. \quad (14)$$

Из (9), (12) и (13) получим

$$\beta_0 = \left(\frac{t}{T} \right)^2 \frac{1 - tg^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) - 2 \ln \left[V \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right]}{2 \left\{ \ln \left[V \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{t}{T} \right) \right] \right\}^3}. \quad (15)$$

Анализируя формулы (14) и (15) отмечаем, что значения β и β_0 зависят от t . Используя эти свойства коэффициентов β и β_0 , определим потери при неустановившемся режиме. За промежуток времени dt через фиксированное сечение водовода при неустановившемся режиме пройдет жидкость весом $\gamma F V_x dt$. Соответствующая величина потери напора будет равна

$$\gamma F V_x dt \frac{V_x^2}{2g} (\zeta^c + 1).$$

При установившемся режиме за время dt величина потери напора

$$\gamma F \beta \frac{(\zeta^c + 1)}{2g} \int_0^t V_x^3 dt.$$

Следовательно, потери напора при неустановившемся режиме, отнесенные к единице веса жидкости, будут выражаться формулой

$$h_n^n = \frac{\beta \frac{\zeta^c + 1}{2g} \int_0^t V_x^3 dt}{\int_0^t V_x dt}. \quad (16)$$

На основании (9), (13) и (16) получим

$$h_n^n = \beta \beta_0 \frac{V_{ocp}^2}{2g} (\zeta^c + 1). \quad (17)$$

При том же объеме протекшей жидкости в тот же промежуток времени, но при установившемся движении, потери h_n^n будут

$$h_y^n = \frac{V_{ocp}^2}{2g} (\zeta^c + 1). \quad (18)$$

Обычно в гидравлике принимается $\zeta^c = \text{const}$. Таким образом, при неустановившемся движении потери напора при всех прочих равных условиях по сравнению с установившимся движением увеличиваются в β_0 раз. Для проверки формул (14), (15) и (17), а также и исследования колебания уровня воды в резервуаре в лаборатории были поставлены специальные эксперименты, которые проводились на модели системы „напорный тоннель—уравнительный резервуар—трубопровод“.

Вертикальный уравнительный резервуар диаметром 40 см располагался на стыке деривационного и турбинного водоводов диаметрами по 13 см соответственно длиной 6 и 5,3 м. На конце трубопровода имелась дроссельная задвижка, которая заменяла турбину. Для записи изменения давления y^p в конце тоннеля устанавливался тензометрический датчик, присоединенный к осциллографу. Запись колебаний уровня воды в резервуаре производилась с помощью электродов, подключенных к осциллографу. С целью получения средней глубины потока четыре электрода, из хромоникелевой проволоки диаметром 0,5 мм, были установлены взаимно перпендикулярно внутри резервуара. В напорной камере модели обеспечивались условия сохранения постоянства горизонта воды в ней при сбросах и набросах нагрузки. Перепад между горизонтами в напорной камере и в уравнительном резервуаре при расходе $Q^a = 12,2$ л/сек., был равен $h_0^a = 0,148$ м. При этих данных для разных промежутков времени закрытия задвижки, равных 0,09 сек, 0,18 сек, 0,27 сек, 0,36 сек, производились осциллографические записи изменения положения уровня воды в резервуаре y^p . Результаты приведены на рис. 1.

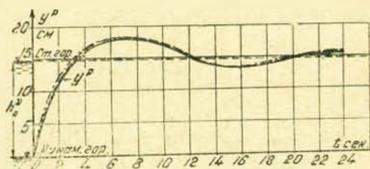


Рис. 1.

Из представленных на рис. 1 кривых видно, что время закрытия турбины ни в какой мере не влияет на амплитуду и фазы колебаний уровня воды в резервуаре. На рис. 2 кривая y^p , показанная ранее на рис. 1, сопоставлена с экспериментальной кривой y^a .

Пользуясь экспериментальной кривой y^p , разбивая ее по интервалам времени Δt , по формуле

$$V_x = \frac{F^p}{F^a} \frac{\Delta y^p}{\Delta t}, \quad (19)$$

были определены значения $V_x(t)$, а затем значения Δy^a по формуле

$$\Delta y^a = \frac{l}{g} \frac{\Delta V}{\Delta t}. \quad (20)$$

Зная в начальном режиме потери напора в деривации при установившемся движении $h_{y_0}^a$ и коэффициент местного сопротивления $\zeta^a = 13,4$ по формуле

$$h_y^n = \frac{V_{оср}^2}{2g} (\zeta^d + \zeta^m + 1), \quad (21)$$

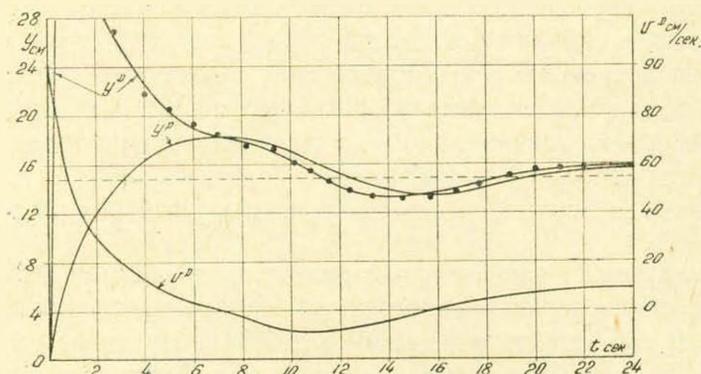


Рис. 2.

были вычислены суммы потерь и скоростного напора, показанные на рис. 3. Там же показана кривая разности y^d и y^p по данным рис. 2. Из этих кривых и произведенных подсчетов видно, что при $t=0$ имеем

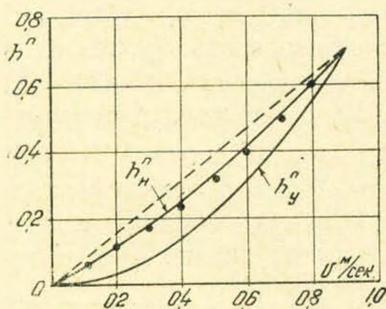


Рис. 3.

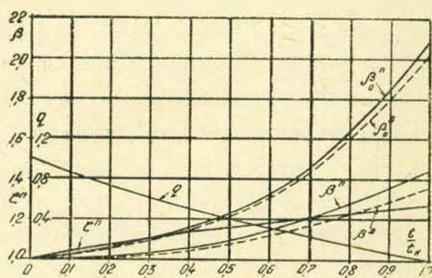


Рис. 4.

$V_x = V_0$, $h_n^n = h_y^n = h_0^n$; при $t = t_k$, $V_x = 0$, $h_n^n = h_y^n = 0$. По мере уменьшения V_x разность $h_n^n - h_y^n$ увеличивается. При малых значениях V_x разность $h_n^n - h_y^n$ значительно больше, чем при больших. Следовательно, нельзя применить квадратичный закон образования потерь для всех значений V_x .

Чтобы в этом убедиться по формулам (14) и (15) определим β и β_0 как для дериивации (β^d и β_0^d), а также для дериивации с учетом местного сопротивления (β^m и β_0^m). Согласно (6) для дериивации $T^d = 3,73$, а для дериивации с местным сопротивлением $T^m = 0,74$ сек.

Подставив в (14) и (15) $T^d = 3,73$ сек, задаваясь t находим β^d и β_0^d . Повторяя то же самое, но приняв $T^m = 0,74$, находим β^m и β_0^m . Результаты расчета приведены на рис. 4. На том же рисунке нанесены кривые относительного изменения V_x , т. е. $q = \frac{V_x}{V_0}$, полученные по

(8) для принятых выше T^a T^b . Обе эти кривые сливаются друг с другом. Кроме того, экспериментальные исследования показывают, что при установившемся режиме величина ζ^c не является постоянной и она несколько увеличивается с уменьшением расхода. Так, например, если при $V_x = V_0 = 0,9$ м/сек принять $\zeta_0^c = 1$, то при $V_x = 0,07$ м/сек получим $\zeta^c = 1,25$. Имея из экспериментов $\zeta^c(V_x)$ при помощи кривой q на рис. 4 нанесены кривые относительного изменения $\zeta^n = \frac{\zeta}{\zeta_0}$. Пользуясь кривыми q , β^n , β_s^n и ζ^n приведенными на рис. 4, находим потери h_n^n по формуле

$$h_n^n = \beta^n \beta_0^n \frac{V_x^2}{2g} (\zeta^c + 1), \tag{22}$$

показанные на рис. 3 в виде точек.

Из этого сопоставления видно, что при неустановившемся режиме потери напора заметно отличаются от таковых при установившемся режиме и кривая $h_n^n(V_x)$ близка к прямой. Другими словами изменение h_n^n в зависимости от V_x при неустановившемся режиме практически протекает по закону близкому к линейному.

В связи с указанным без существенной погрешности формулу (22) можно записать в следующем виде

$$h_n^n = \frac{A}{V_x} \frac{V_x^2}{2g} = k V_x, \tag{23}$$

где

$$\beta^n \beta_0^n (\zeta^c + 1) = \frac{A}{V_x}; k = \text{const.}$$

Поступило 15.1.1963

Р. Л. БОГИБУЗАН

ՃՆՇՄԱՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ԱՆՍԵՂՄԵԼԻ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ՉՀԱՍՏԱՏՎԱԾ ՇԱՐՃՄԱՆ ԿԵՊՔՈՒՄ

Ա մ ֆ ո ֆ ո լ մ

Լաբորատոր և բնական հետազոտությունները ցույց են տվել, որ հավասարակշռող ավազաններում ջրի հորիզոնի տատանման ամպլիտուդան ըստ առանձին հաշվումների 10—15% ավելի մեծ է ստացվում, քան իրականը:

Այդ տարբերությունը հիմնականում բացատրվում է նրանով, որ հաշվումներում նկատի չի առնվում ճնշման կորուստների այն առանձնահատկությունները, որոնք տեղի են ունենում շահատարված շարժման դեպքում:

Չհաստատված շարժումը բնորոշվում է (1) հավասարմամբ, և նրա լուծումից ստացվում է (8) բանաձևը, որի օգնությամբ կարելի է ստանալ հեղուկի շարժման արագության արժեքը ցանկացած ժամանակի համար:

Այնուհետև զանգվածի շարժման քանակի և կրինետիկ էներգիայի հիման վրա հոդվածում արժարժված (9)—(13) հավասարումներից ստացվում են (14) և (15) բանաձևերը, որոնց օգնությամբ կարելի է որոշել ξ և β մեծությունները, որոնք արտահայտում են ճնշման կորուստների հիշյալ առանձնահատկությունները:

Այնուհետև բնդունելով, որ կորուստների ֆիզիկան չհաստատված և հաստատված շարժումների դեպքում նույնն է, ստացվում է (17) բանաձևը, որով կարելի է հաշվել ճնշման կորուստները չհաստատված շարժման դեպքում:

Լարորատոր պայմաններում կատարած փորձերը ապացուցում են, որ (17) բանաձևը ապահովում է բանավոր ճշտություն և այն կարելի է առաջադրել փորձնական կիրառության:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Картвелишвили Н. А.* О гидравлическом ударе и колебаниях жидких масс в напорных сооружениях ГЭС. Известия ОН АН Армянской ССР, т. V, 1952, № 3.
2. *Манджavidze Н. Ф.* К вопросу гидравлического расчета отводящих напорных тоннелей подземных гидроэлектростанций. Тр. ИЭ АН Груз. ССР, т. XIII, 1960.
3. *Керселидзе Н. Б., Гвазава Г. Н., Кублашвили А. И.* Лабораторные исследования неустановившихся процессов в системе «напорная деривация—урavnительный резервуар (с сопротивлением)—напорный трубопровод». Известия ТНЦГЭИ, т. II, 1958.
4. *Панчурин Н. А.* Гидравлические сопротивления при неустановившемся турбулентном течении в трубах. Тр. ЛИВГ, вып. XIII, 1961.
5. *Doily J. M. and Deemer K. C.* The unsteady-Flow Mater Tunnel at the Massachusetts Institute at Technology „Transactions of the ASME“ January, 1954.
6. *Овсеян В. М.* Выражение гидравлических потерь через осредненную скорость при неустановившемся движении жидкости в жесткой трубе. Сб. тр. Ереванского политехнического института № 14, вып. 2, Ереван, 1957.