

А. Г. НАЗАРЯН

О свободной поверхности потока на переходных участках открытой деривации

В гидротехнической практике очень часто встречаются такие случаи, когда водовод на протяжении некоторого участка изменяет свою форму как в плановом, так и в высотном отношении. Движение жидкости на таких участках характеризуется резким изменением гидравлических элементов (скорости, уклона свободной поверхности, площади живого сечения и т. д.).

В отличие от плавно-изменяющегося движения, при котором изменение этих элементов становится заметным только на значительной длине, вышеуказанное движение называется движением с „местным изменением“ [1]. Короткий участок водовода, на протяжении которого происходит движение с местным изменением, называется *переходным участком* (в гидравлическом смысле). В качестве примеров можно привести участки канала, содержащие те или иные водосливы, сужения или расширения, а также те участки, которые находятся за указанными сооружениями.

В настоящей статье рассматривается движение жидкости на этих последних участках, независимо от причин, вызвавших данное движение.

Переходные участки имеют свою гидравлическую особенность. Хотя на них режим течения неравномерный, но он не является медленно-изменяющимся, почему к нему нельзя применить формулы

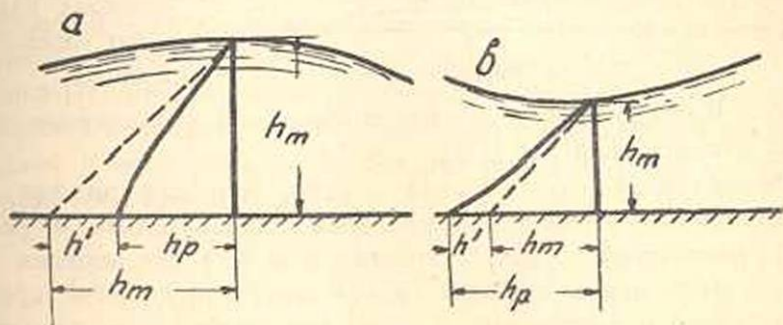


Рис. 1

неравномерного медленно-изменяющегося движения [2]. Нарушение условия медленно-изменяющегося движения выражается в появлении значительной кривизны струй, благодаря образованию волн.

Появление волны на свободной поверхности жидкости нарушает гидростатический закон распределения давления по глубине потока

(рис. 1), вследствие чего применение обычных уравнений неравномерного движения становится весьма условным.

Практически весьма важно определить длину переходного участка для выявления того предела, за которым восстанавливается нормальный режим в канале.

В этом определении и заключается содержание настоящей работы.

Прежде чем перейти к выводу расчетных формул для установления закона, которому подчиняется затухание волн, необходимо остановиться на вопросе о причинах образования волн.

Касаясь вопроса сопряжения двух глубин при неравномерном режиме, проф. Г. И. Сухомел [3,4] представляет уравнение удельной энергии в следующем виде:

$$\Xi = \frac{\alpha v^2}{2g} + \beta h, \quad (1)$$

где:

β —коэффициент, учитывающий отклонение давления от гидростатического, вызываемое центробежной силой, которая появляется благодаря искривлению струй. Остальные обозначения—общепринятые.

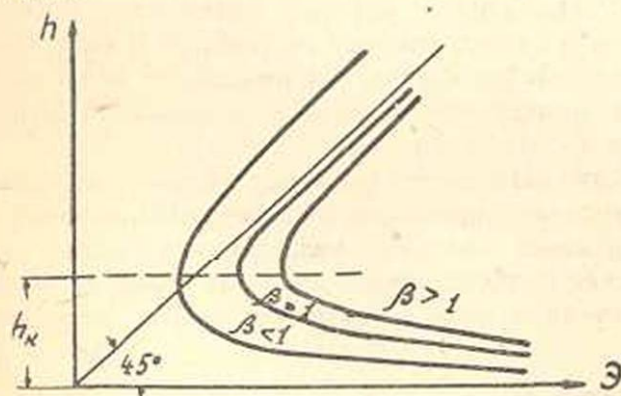


Рис. 2

Рис. 2 представляет из себя графическое изображение уравнения (1) для значений $\beta < 1$; $\beta > 1$ и $\beta = 1$.

Рассматривая этот рисунок, видим, что для нижних ветвей ($h < h_k$) кривых уменьшению кривизны (следовательно и уменьшению β) соответствует уменьшение глубины h , а для верхних ветвей ($h > h_k$) уменьшению глубины соответствует увеличение кривизны, следовательно и увеличение β . Другими словами, можно сказать, что в бурных потоках кривизна и глубина изменяются в одном и том же направлении, а в спокойных водотоках—в противоположном направлении.

Рассматриваем переход от глубины $h_1 = h_{\max}$ к глубине $h_2 = h_n$, причем $h_1 > h_2 > h_k$ (рис. 3).

При выпуклости струй, обращенных вверх (рис. 1—а), $\beta < 1$ и кривизна отрицательная, а при выпуклости, обращенной вниз (рис. 1—в), $\beta > 1$ —кривизна положительная и, наконец, при $\beta = 1$ кривизна равняется нулю (равномерный режим).

Плавный переход от h_1 к h_2 , как показано на рис. 3 пунктирной линией, невозможен, потому что если для участка АВ глубина и кривизна изменяются в противоположном направлении, что соответствует спокойному течению, то на участке ВС они изменяются в одинаковом направлении, что невозможно для спокойного течения. Поэтому остается, принять, что переход происходит с попеременным возрастанием и убыванием глубины, т. е. в виде ряда волн с убывающей амплитудой.

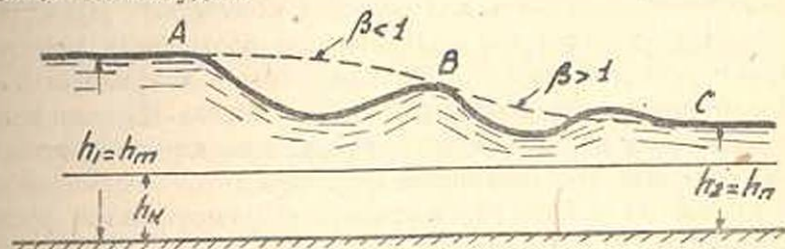


Рис. 3

Указанное явление при тех же соотношениях глубин будет иметь место не во всех случаях.

Из теории неравномерного движения [1,5] известно, что

$$\frac{h_n}{h_m} = \frac{h_2}{h_1} < 2 \text{ и число Фруда } Fr < 3,0.$$

При любых других соотношениях между глубинами имеет место кривая спада (или подпора) [6].

В выяснении вопроса о причинах образования волн ограничиваясь этим, переходим к выводу расчетных формул, согласно которым происходит затухание волн.

Как было указано выше, благодаря значительной кривизне свободной поверхности потока нарушается условие медленной изменяемости движения, вследствие чего возникают инерционные силы. Следовательно, при выводе дифференциального уравнения свободной поверхности в этом случае необходимо учитывать эти силы.

Сухомел [7] вывел и проинтегрировал дифференциальное уравнение свободной поверхности неравномерного движения для случая, когда нельзя пренебрегать инерционными членами. Это дифференциальное уравнение имеет вид:

$$\frac{d^3 y}{d\sigma^3} + \frac{1}{\alpha} \left[\frac{g}{C_n^2 i} - \alpha \right] \frac{dy}{d\sigma} - \frac{3}{\alpha} \frac{g}{C_n^2} y = 0, \quad (2)$$

где y и σ координаты, выраженные в относительных величинах,

C_n — коэффициент Шези для равномерного течения

$$\alpha = \lambda^1 \cdot \lambda^2$$

Здесь:

λ — соотношение между поверхностными и средними скоростями,

λ' — поправочный коэффициент (см. ниже).

Общий интеграл уравнения (2) имеет вид:

$$y = C_1 e^{x_1 \sigma} + C_2 e^{x_2 \sigma} + C_3 e^{x_3 \sigma}, \quad (3)$$

где C_1, C_2, C_3 — постоянные интегрирования,
 x_1, x_2, x_3 — корни характеристического уравнения.

Однако уравнение (3), полученное проф. Сухомелом, нельзя непосредственно применять для решения конкретных задач, так как автор не дает указаний как определяются постоянные интегрирования. Кроме того, неизвестно, как определяется коэффициент $\lambda = \lambda' \lambda^2$.

Далее необходимо отметить, что уравнение (2) выведено для весьма широкого прямоугольного русла, для которого $h \cong R$, т. е. глубина и ширина несоизмеримые величины.

В данной же работе рассматривается прямоугольное русло конечной ширины.

Дифференциальное уравнение свободной поверхности с учетом указанного выше напишется в виде:

$$\frac{d^3 y}{d\sigma^3} + \frac{1}{\lambda} \left[\frac{gh_n}{C_n^2 R_n} - \alpha \right] \frac{dy}{d\sigma} - \frac{1}{\lambda} \frac{gh_n}{C_n^2 R_n} \left[3 - 2 \frac{h_n}{\alpha_n} \right] y = 0 \quad (4)$$

При выводе дифференциального уравнения (2) проф. Сухомел принимал, что изменение инерционного члена по длине происходит согласно выражения (5):

$$dh' = d \left[\frac{a}{g} \lambda' h \right] = d \left[\frac{\lambda^2 v^2}{g} \frac{d^2 h}{dl^2} \lambda' h \right] \quad (5)$$

Но о том — как определяется коэффициент λ' — автор ничего не говорит, а просто рекомендует принимать $\lambda' \lambda^2 = \lambda = 1/3$.

Определение λ не представляет трудности, так как

$$\lambda = \frac{V_{\text{пос}}}{V_{\text{ср}}} \quad (6)$$

Прежде чем перейти к определению коэффициента, необходимо выяснить его существо: в точке А рис. 4, на глубине h от свободной поверхности воды увеличение давления, вызванного центробежным ускорением a , выражается следующей функцией:

$$h' = f \left(\frac{a}{g}; h \right) \quad (7)$$

Центробежное ускорение, как известно, можно выразить через скорости и радиусы кривизны отдельных струек следующим образом:

$$a = \frac{v^2}{r} \quad (8)$$

Как видно из уравнения (8) a — величина переменная по глубине,

Как видно из рис. 5, величина $\int \frac{v^2}{gr} dh$ представляет из себя то увеличение (или уменьшение) давления, которое мы хотели определить. Следовательно,

$$h' = \int \frac{v^2}{gr} dh \quad (11)$$

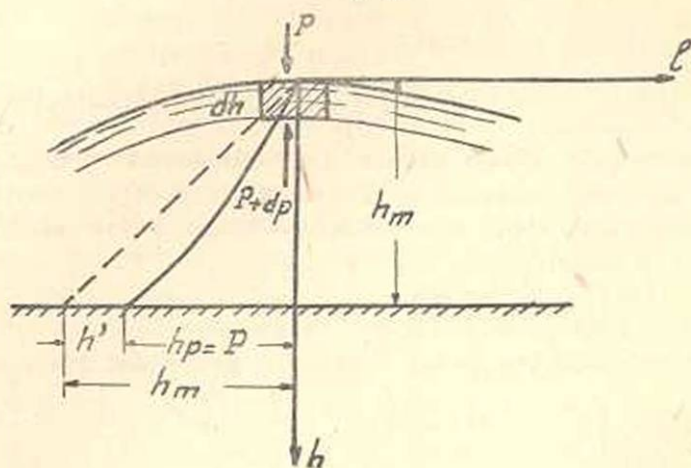


Рис. 5

Закон изменения величины радиуса кривизны r с глубиной не известен. Исходя из того соображения, что на поверхности потока радиус кривизны равняется некоторой конечной величине, а на дне канала — бесконечности, допустим, что этот закон имеет следующий вид [8]:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{k} \left(1 - \frac{h}{h_m} \right) \quad (12)$$

Выражение (12) удовлетворяет указанным выше условиям. Действительно, при $h=0$ (поверхность жидкости) $r=k$, а при $h=h_m$ (дно водотока) $r=\infty$. Подставляя значение $\frac{1}{r}$ в (11), получим:

$$h' = \int \frac{v^2}{dk} \left(1 - \frac{h}{h_m} \right) dh = \frac{v_{cp}^2}{dk} \left(h - \frac{h^2}{2h_m} \right) + C$$

Принимая во внимание, что при $h=0$, $h'=0$, а следовательно и $C=0$, получим:

$$h' = \frac{v_{cp}^2}{gk} \left(h - \frac{h^2}{2h_m} \right) \quad (13)$$

Замена скорости v скоростью v_{cp} существенно не влияет на результат. Таким образом, выражение (13) может служить для определения (в любой точке сечения) того добавочного давления, которое получается благодаря наличию центробежного ускорения a . Но для этого нужно знать численное значение коэффициента k .

Применим для потока в пределах переходного участка между сечением, соответствующим гребню первой волны, и сечением, где установился равномерный режим, теорему об изменении количества движения. Кроме того, введем небольшое допущение, что распределение давления в начальном сечении очень мало отличается от прямолинейного закона (рис. 6). Тогда

$$m_1 v_1 - m_2 v_2 = \Sigma p \cdot t$$

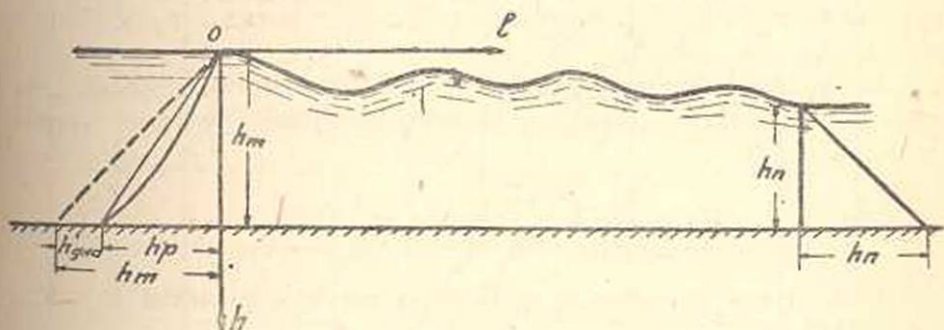


Рис. 6

Массу выражаем через $m = \frac{\gamma}{g} q$, а скорость через $v = \frac{q}{h}$. Из

действующих сил принимаем только гидростатическое давление, а влиянием сил тяжести, ввиду малости уклона, пренебрегаем. Производя указанные замены в выражении (14), получаем (см. обозначения на рис. 6):

$$\frac{\gamma}{g} q \cdot \frac{q}{h_m} - \frac{\gamma}{g} q \cdot \frac{q}{h_n} = \frac{1}{2} \gamma h_p h_m - \frac{1}{2} \gamma h_n^2$$

Промежуток времени t принят равным единице. Значение h_p находится из предыдущего выражения и равно:

$$h_p = \frac{2}{h_m} \left[q^2 \left(\frac{1}{h_n} - \frac{1}{h_m} \right) + \frac{h_n^2}{2} \right] \quad (14)$$

Величины h_n и h_m заранее известны из конкретного проекта того или иного сооружения.

Для решения уравнения (4) входящие в него определенные для данных условий величины (C_n ; i ; h_n ; α и т. д.) подсчитаны на основании данных эксперимента, проведенного с этой целью в Гидроэлектрической Лаборатории Водно-Энергетического Института Академии Наук Армянской ССР. Эксперименты заключались в создании за водосливом с широким порогом (путем регулирования глубин в нижнем бьефе) волновой поверхности. Данные опыта и результаты следующие:

$$q = 56,5 \text{ л/сек} \quad i = 0,00324 \quad h_m = 0,1065 \text{ м} \quad v = 0,195 \text{ м/сек}$$

$$V_{\text{пов}} = 0,729 \text{ м/сек} \quad V_{\text{серед}} = 0,765 \text{ м/сек} \quad V_{\text{дна}} = 0,495 \text{ м/сек}$$

$$h_n = 0,085 \text{ м} \quad \omega_n = 0,0166 \text{ м}^2 \quad \kappa_n = 0,365 \text{ м} \quad R_n = 0,0455 \text{ м} \\ v_{cp} = 0,65 \text{ м/сек} \quad v_{max} = 0,765 \text{ м/сек} \quad v_{своб} = 0,729 \text{ м/сек} \\ C = 52,8$$

Коэффициент C определяется по формуле Павловского:

$$C = \frac{1}{n} R^y, \quad \text{где } y = 1,5 \sqrt{n}.$$

Для коэффициента n принято значение $n = 0,0115$ (среднее между значениями $n_1 = 0,011$ для стеклянных стенок лотка и $n_2 = 0,012$ для деревянного дна лотка).

Коэффициент α принят равным 1,1 на основании выражения (которое использовано для случая течения на прямом участке открытого водовода)

$$\alpha = 1 + \frac{3n_0 + 1}{n_0^2(n_0 + 3)}, \quad \text{где } n_0 = \frac{v_{cp}}{v_{max} - v_{cp}}$$

Подсчитаем значение h_p из (14) (подставляя значения h_n и h_m)
 $h_p = 0,0819 \text{ м}.$

Как видно из рис. 6 $h_{max} = -h_p = -h'_{днa} = 0,024 \text{ м}.$

Другое выражение для $h'_{днa}$ можно получить, подставляя в уравнение (13) h_m вместо h . Действительно:

$$h'_{днa} = \frac{v_{cp}^2}{gk} \left(h_m - \frac{h_m^2}{2h_m} \right) = \frac{v_{cp}^2}{gk} \frac{h_m}{2}$$

Но по предыдущему $h'_{днa} = 0,024 \text{ м}$, следовательно

$$\frac{v_{cp}^2}{gk} \frac{h_m}{2} = 0,024. \quad \text{Отсюда можно определить значение}$$

коэффициента k :

$$k = \frac{v_{cp}^2 h_m}{0,024 \cdot 2g} \quad (15)$$

Подставляя это значение k в (13) получаем

$$h' = 0,458 \left(1 - \frac{h}{2h_m} \right) h \quad \text{или} \quad \frac{h'}{h} = 0,458 \left(1 - \frac{h}{2h_m} \right) \quad (16)$$

Уравнение (16) можно представить графически рис. 7. Как видно из этого рисунка, закон распределения действительного давления мало отличается от прямолинейного, принятого предварительно.

$$\text{Из (16) можно получить } \left(\frac{h'}{h} \right)_{cp} = \frac{\int_0^{h_m} \frac{h'}{h} dp}{h_m} = 0,344 \quad \text{или } h'_{cp} = 0,344 h_{cp}.$$

* См. Евреинов — Гидравлика, стр. 186, 1948 г.

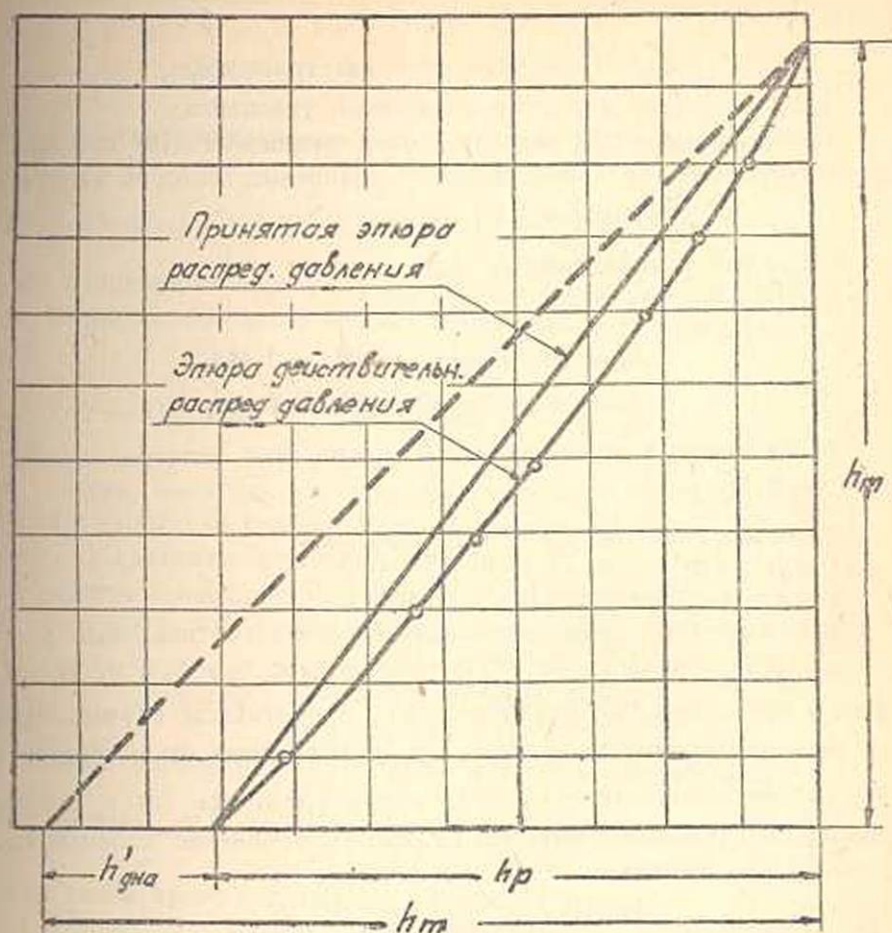


Рис. 7

Подставляя это значение h'_{cp} в (9), можно получить величину

$$\lambda' = \frac{0,344 h_{cp} g}{a h_m} \quad (17)$$

Отнесем значение λ' к поверхностным элементам. При этом $a = \frac{v_{пов}}{k}$, где k известно из (15). Тогда

$$\lambda' = \frac{0,344 h_{cp} g v_{cp}^2 h_m}{v_{пов}^2 \cdot h_m \cdot 2 g \cdot 0,024} = 0,305$$

Подставляя в уравнение (4) значения входящих в него величин, получаем уравнение

$$\frac{d^3 y}{d\sigma^3} + 2,06 \frac{dy}{d\sigma} - 0,042 y = 0 \quad (18)$$

общий интеграл которого имеет вид:

$$y = C_1 e^{z_1 \sigma} + C_2 e^{z_2 \sigma} + C_3 e^{z_3 \sigma},$$

где

$C_1'; C_2'; C_3'$ — постоянные интегрирования,
 $z_1; z_2; z_3$ — корни характеристического уравнения.

Для получения частного решения уравнения (18) составляем соответствующее характеристическое уравнение, которое имеет вид:

$$Z^3 + 2,06Z - 0,042 = 0 \quad (19)$$

Корни этого уравнения равны:

$$Z_1 = 0,023,$$

$$Z_2 = -a + bi = -0,012 + 1,44 i,$$

$$Z_3 = -a - bi = -0,012 - 1,44 i,$$

Путем простых преобразований можно этот интеграл привести к следующему виду:

$$y = C_1' e^{z_1 z} + A e^{-a\sigma} \cdot \sin(b\sigma + \varphi) \quad (20)$$

A и φ — постоянные интегрирования.

Для нашего случая, когда рассматривается спокойный поток ($h > h_k$), при переходе от глубины $h_1 = h_m$ к $h_2 = h_n$ (см. рис. 1), нужно в уравнении (20) принять $C_1' = 0$. В противном случае глубина y вниз по течению возрастала бы или убывала бы до бесконечности (в зависимости от знака C_1'), а не стремилась бы к глубине равномерного режима. Учитывая сказанное, уравнение свободной поверхности напишется в следующем виде:

$$y = A e^{-0,012\sigma} \cdot \sin(1,44\sigma + \varphi) \quad (21)$$

Переходим к определению произвольных постоянных интегрирования A и φ .

В уравнении (21) y и σ заменяем их значениями, полученными из выражений, данных Сухомелом, а именно:

$$\text{т. к. } h = h_n + y h_n, \text{ то } y = \frac{h}{h_n} - 1,$$

$$a l = \sigma h_n \text{ или } \sigma = \frac{l}{h_n},$$

получаем;

$$h = h_n \left[A e^{-0,012 \frac{l}{h_n}} \cdot \sin \left(1,44 \frac{l}{h_n} + \varphi \right) + 1 \right] \quad (22)$$

Граничные условия в данном случае будут следующие: при $l = 0$ $h = h_1 = h_{max}$, а $\frac{dh}{dl} = 0$, т. е. тангенс угла касательной к свободной поверхности равняется нулю.

Учитывая это, получаем:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}, \quad A = \frac{h_{\max} - h_n}{h_n} = \frac{h_1 - h_2}{h_2}$$

При этих значениях φ и A уравнение (22) принимает вид:

$$h = (h_{\max} - h_n) \cdot e^{-0.012 \frac{1}{h_m} x} \cdot \sin \left(1.44 \frac{1}{h_m} x + \frac{\pi}{2} \right) + h_n \quad (23)$$

и представляет из себя уравнение затухающих колебаний [9].

Вводя численные значения глубин h_m и h_n , окончательно получаем:

$$h = 0.0215 e^{-0.113 x} \cdot \sin \left(13.5 x + \frac{\pi}{2} \right) + h_n \quad (24)$$

Теперь, имея закон изменения глубины h по длине канала, т. е. закон изменения свободной поверхности, нетрудно определить ту длину, на протяжении которой глубина становится равной нормальной глубине в канале.

При $h = h_n$ из уравнения (23) получаем:

$$0.0215 e^{-0.113 x} \cdot \sin \left(13.5 x + \frac{\pi}{2} \right) = 0 \quad (25)$$

Здесь должен равняться нулю один из сомножителей.

Если принять $\sin \left(13.5 x + \frac{\pi}{2} \right) = 0$, то получим местоположение узловых точек кривой колебаний уровня.

Если принять $0.0215 e^{-0.113 x} = 0$, то получим кривую, которая проходит по вершинам волны (декремент колебаний) и асимптотически приближается к нормальному горизонту (рис. 8).

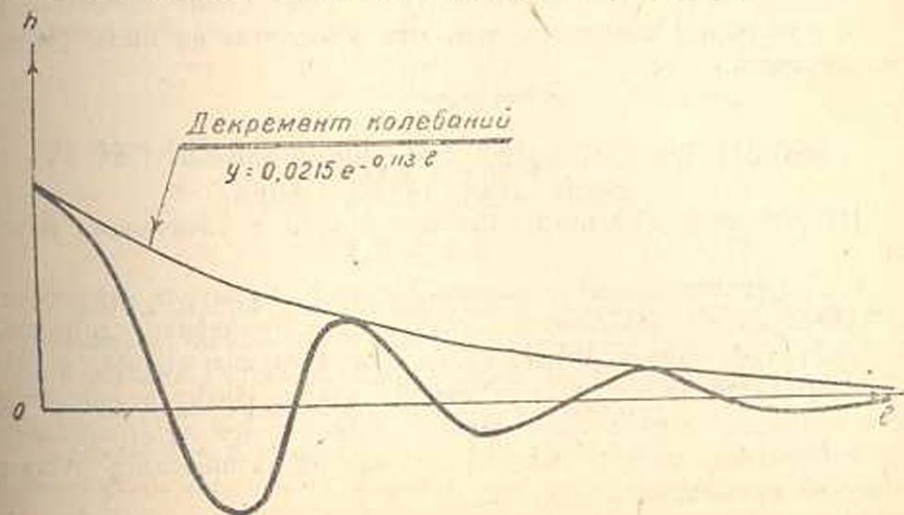


Рис. 8

Практически можно задаться значением $h-h_n$ и определить с любой степенью точности длину затухания l . В данном случае, принимая $h-h_n = 0,01 h_n$ (точность 1%) длина, на которой происходит практически полное затухание волн, будет равна $l=6,75$ м.

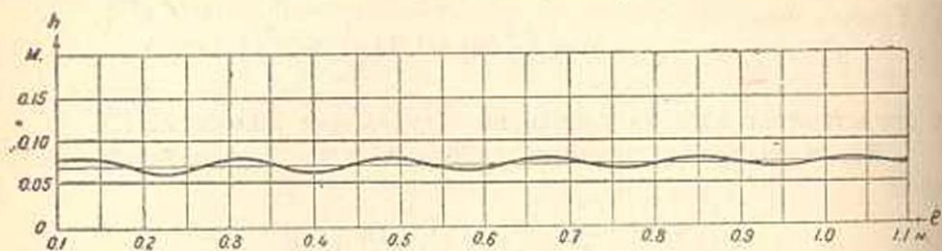


Рис. 9 а

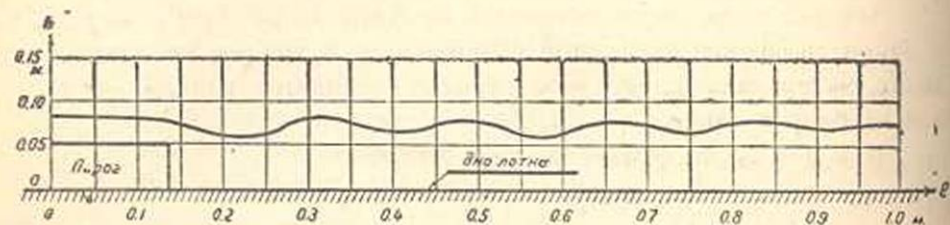


Рис. 9 б

На рис. 9 а представлена теоретическая кривая свободной волновой поверхности, выражаемая формулой (24).

На рис. 9б в том же масштабе представлена схема той же поверхности, полученная из опытов в лотке (рис. 9 б. является копией с фотографии).

Сопоставление теоретической и опытной кривых показывает, что затухание в действительности происходит на меньшей длине, чем это получается теоретически.

Это нетрудно объяснить тем, что в расчетах не были учтены силы вязкости.

Выводы

На основании изложенного можно прийти к следующим выводам:

1. Дифференциальное уравнение (2) проф. Сухомела для свободной поверхности безнапорного потока нельзя применить для решения конкретной задачи, относящейся к определению кривой свободной поверхности на переходном участке канала, ввиду неопределенности входящих в него коэффициентов и постоянной интегрирования.
2. Решение проф. Сухомела дано для очень широкого русла и потому не применимо к каналам.
3. Автором видоизменено уравнение Сухомела; предложен ме-

тод определения частного интеграла уравнением Сухомела, приведенного к виду, соответствующему каналам конечной ширины (ур. 4).

4. Внесена определенность в значения коэффициента α и дано уравнение для определения коэффициента λ' (ур. 9), и для конкретной задачи дано численное значение этого коэффициента.

5. Дан способ определения постоянных интегрирования, исходя из граничных условий.

6. Дано уравнение свободной волновой поверхности, при помощи которого может быть определена длина участка, на котором происходит практически полное гашение волн.

7. Сопоставление теоретического решения с предварительными данными экспериментов в лотке дало хорошие результаты.

Гидро-электрическая Лаборатория
Водло-Энергетического Института
Академии Наук Ариавской ССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахметьев Б. А.—Гидравлика открытых русел. 1934 г.
2. Ананян А. К.—Потери напора при плавном расширении водовода. Известия АН Арм. ССР (физ.-мат., естеств. и тех. науки), № 4, 1949.
3. Сухомел Г. И. и другие—Водослив с широким порогом. 1949 г.
4. Сухомел Г. И.—Формы свободной поверхности на участках потоков с резким изменением глубин и искривлением струй. ДАН Укр. ССР. 1, 1948.
5. Агроскин И. И.—Гидравлика. 1944 г.
6. Ахутин А. Н.—Специальный курс гидравлики. 1937 г.
7. Сухомел Г. И.—Неравномерное движение жидкости в открытых руслах и гидротехнических сооружениях. 1940 г.
8. Муромов В. С.—О критической глубине криволинейного потока. „Гидротехн. стронт.“, 1949 г.
9. Лойцянский и Лурьев—Курс теоретической механики. Ч. II, 1942 г.

Ա. Ի. Նազարյան

ԲԱՑ ԴԵՐԻՎԱՑԻԱՅԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՏՎԱԾՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՁԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՑՅՈՒ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում արված է անհավասարաչափ շարժման աղառ մակերևույթի դիֆերենցիալ հավասարման մասնակի ինտեգրալի ստացման եղանակը (որի ընդհանուր լուծումը տվել է պրոֆ. Սուխոմելը) այն դեպքի համար, երբ հաշվի են առնված նաև իներցիոն ուժերը:

Պարզաբանված է անցումային հատվածներում ալիքային մակերևույթի առաջացման պատճառը և արված է այն երկարության որոշման մեթոդը, որի վրա տեղի է ունենում ալիքների զարմանակաճանդերն լրիվ մաքումը:

Ի տարրերություն Սուխոմեյլի լուծումից, որ վերաբերում է շատ լայն հուններին, հոդվածում արված է լուծում՝ վերջավոր լայնություն ունեցող ուղղանկյան հունների համար:

Ինքնընդհատ ուժերի ազդեցությունը հաշվի է առնված χ դործակցի միջոցով, որը կապ է հաստատում տվյալ կտրվածքում եղած հիդրոստատիկ և իրական ճնշումների միջև: Սուխոմեյլի հավասարման մեջ χ -ն իրենից ներկայացնում էր մի անորոշ դործակից:

Հոդվածում առաջարկված է կոնկրետ խնդրի համար χ -ի որոշման մի մեթոդ, ընդ որում արված է 2 ընդունելիություն՝

1. տարրեր շիթերի կտրությունների փոփոխման օրենքն ըստ խորության ընդունված է նախապես, որ սակայն լրիվ կերպով բավարարում է խնդրի սահմանային պայմաններին:

2. Ճնշումների բաշխման օրենքն ըստ խորության բնութված է ոչ հիդրոստատիկ, բայց ուղիղ գծի օրենքով: Հետագայում այն ստանում ենք կոր դժով բաշխված, որը սակայն շատ քիչ է տարրերում նախապես ընդունված ուղիղ գծից (նկ. 7):

Ստացված է երրորդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարում, որի մասնակի ինտեգրալի խառակտերիկ հավասարման արժատներից երկուսը (կոմպլեքսները) բավարարում են մեր խնդրի պայմաններին, տալով ազատ մակերևույթի փոփոխման օրենքն ըստ երկարություն: Այդ օրենքն իրենից ներկայացնում է մարող ամպլիտուդաներով տատանողական շարժում (մարող տատանում):

Նախապես ունենալով հոսանքի խորությունները մինչև անցումային հատվածը (h_{max}) և նրանից հետո (h_a), ստացված հավասարումից կարող ենք որոշել այն հատվածի երկարությունը, որի վրա տեղի է ունենում ալիքների դործնականորեն վերջնական մարումը: Մեր խնդրի համար այն եղել է 6,75 մ: