МИНИСТЕРСТВО МЕЛИОРАЦИИ И ВОДНОГО ХОЗЯЙСТВА СССР
СРЕДНЕАЗИАТСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИРРИГАЦИИ
им. В. Д. ЖУРИНА „САНИИРИ“

ТРУДЫ САНИИРИ

ВЫПУСК 116

Гидравлика сооружений

ТАШКЕНТ – 1968

МИНИСТЕРСТВО МЕЛИОРАЦИИ И ВОДНОГО ХОЗЯЙСТВА СССР

СРЕДНЕАЗИАТСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИРРИГАЦИИ
им. В. Д. ЖУРИНА „САНИИРИ"

ТРУДЫ САНИИРИ

выпуск 116

Гидравлика сооружений

ТАШКЕНТ—1968

По материалам лабораторий САНИИРИ и по данным, полученным на выстроенных объектах в книге даются теоретические разработки и результаты гидравлических исследований сооружений, имеющих большое значение в практике проектирования и эксплуатации гидротехнических сооружений.

Сборник предназначен для научных сотрудников, работников проектных и строительных организаций водного хозяйства и сотрудников гидротехнических вузов.

Редакционная коллегия

З. Х. Хусан-Ходжаев (ответственный редактор), *С. Г. Запрометов*, *А. А. Рачинский*, *Х. А. Аскаров*, *А. М. Мухамедов*, *У. Ю. Пулатов*, *И. И. Горошков*, *А. З. Захидов*, *М. В. Бутырин*, *Г. Г. Валентини*.

А.А.КАДЫРОВ

ЗАТУХАНИЕ ИЗБЫТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА УЧАСТКЕ СОПРЯЖЕНИЯ БЬЕФОВ

Теоретически рассмотреть вопрос затухания избыточной турбулентности вдоль потока пока не представляется возможным, так как на этот процесс влияет большое количество факторов.

Наиболее рационально схематизировать явление и на основе упрощенной схемы процесса написать уравнение.

Как известно, понятия "максимальная местная скорость", "мгновенная", или "актуальная скорость" не достаточно четкие и конкретные. Так, мгновенная местная скорость редкой повторяемости не может иметь решающего значения при рассмотрении большинства задач нижнего бьефа, например местных размывов. Между тем она подпадает под любое из названных выше понятий. Тогда, естественно, встает вопрос, какие "максимальные местные скорости" необходимо брать в расчет. В работах /I/, /IO/ и других исследователей оперируют с максимальными местными скоростями I%-ной обеспеченности; в /3/ автор предлагает для расчетной максимальной местной скорости формулу

$$\bar{U}_{x\,max} = \bar{U}_x + 3\sigma_x \qquad (I)$$

где σ_x – среднеквадратичное отклонение продольных пульсаций;

$\bar{U}_x$ – осредненная по времени местная скорость.

Знак осреднения над максимальной местной скоростью показывает, что мгновенные местные скорости могут быть и больше ($\bar{U}_x + 3\sigma_x$). В дальнейшем под максимальной местной скоростью будем подразумевать скорость, определяемую по зависимости (I).

Решение задачи рассмотрим применительно к наиболее простой гидравлической схеме: истечение через водослив практического профиля или из-под щита в горизонтальное гладкое неразмываемое русло прямоугольной формы (плоская задача).

Повышенная, или избыточная, турбулентность потока на так называемом послепрыжковом участке обязана своим возникновением и существованием вихревым образованиям /9/ разной крупности и мощности, непрерывно возникающим на границе транзитного потока и поверхностного вальца прыжка и проникающим в транзитный поток. Наиболее мощные вихревые образования, проникающие в толщу потока на послепрыжковом участке, проходят, по-видимому, и наибольшее расстояние, постепенно отдавая по пути свою избыточную энергию. Этот процесс сопровождается интенсивным перемешиванием масс, которое и обусловливает большие потери энергии на турбулентное трение.

Однако в таком виде картина движения получается чрезвычайно сложной. Для визуализации и упрощения ее в поток мысленно введем шарики-индикаторы с удельным весом, равным единице, и проследим за их траекторией и скоростью вдоль потока. В пределах вихревого образования они прочерчивают сложные траектории под воздействием интенсивного турбулентного перемешивания масс. При распаде вихревого образования на вторичные и более высокого порядка вихри индикаторы в определенной степени копируют траектории и скорости последних, но отнюдь не повторяют их. Так как шарики-индикаторы занимают какой-то конечный объем и подвержены воздействию жидких частиц со всех сторон, то по сравнению с рядом находящимися частицами их скорости и траектории несколько сглаживаются. Но порядок скоростей тех и других, безусловно, будет одинаков.

Исходя из этого и учитывая, что шарики-индикаторы имеют конечный объем (массу) и сохраняют свою форму, для них можно делать все аналитические выкладки. Это тем более справедливо, поскольку при измерении мгновенных местных скоростей в поток впускают частицы-индикаторы с удельным весом, близким к единице, с последующей фиксацией их движения на кино- или фотопленке, либо вводят датчики (например, микровертушки), с помощью которых записывают изменение местной скорости по времени. Указанное соответствует упрощенной картине - движение визуализированием с помощью индикаторов.

В качестве первого приближения предположим, что вихревые образования проникают в неподвижный водоем с глубиной h_2. Тогда на фиксированный шарик-индикатор будут действовать силы: инерции F и сопротивления R. Считая ось OX параллельной плоскости дна водоема, будем проектировать указанные силы на эту ось.

На основании гидромеханических воззрений на природу сопротивления при обтекании твердых тел потоком /7/ следует: сила сопротивления окружающей жидкости на шарик-индикатор пропорциональна квадрату его скорости, т.е.

$$R = K_1 v^2 \qquad (2)$$

где K_1 - коэффициент пропорциональности (размерная величина).

Указанное соотношение в работе /7/ дается в виде

$$R = \varphi(\text{форма}, Re) = A\rho\frac{v^2}{2} = CA\frac{\rho v^2}{2} \qquad (3).$$

здесь C - переменный коэффициент сопротивления;
A - проекция тела на плоскость, нормальную к направлению потока.

Поскольку величину A в принятой нами схеме определить невозможно, через K_1 выражено произведение

$$K_1 = \frac{cA\rho}{2} \qquad (4)$$

Очевидно, должно существовать равенство

$$F_x + R_x = 0 \qquad (5)$$

или

$$m\frac{dV_x}{dt} = -K_1 V_x^2 \qquad (5^I)$$

Решение этого уравнения для нас желательно получить относительно пути, а не времени:

$$\frac{dV_x}{V_x^2} = -\frac{K_1}{m}dt \qquad (5^{II})$$

Обозначим через K_0 отношение $\frac{K_1}{m}$, а вместо dt напишем $\frac{dx}{V_x}\left(V_x = \frac{dx}{dt}\right)$, Тогда

$$\frac{dV_x}{V_x} = -K_0 dx, \qquad (6)$$

где K_0 - коэффициент, имеющий размерность $/ M^{-1} /$.

Проинтегрировав уравнение, получаем

$$\ln V_x = -K_0 x + \ln C \qquad (7)$$

или

$$V_x = Ce^{-K_0 x} \qquad (8)$$

Подставляя начальные условия, находим произвольную постоянную,

При $X = 0$, $V_x = V_н$, откуда $C = V_н$

и

$$V_x = V_н e^{-K_0 x} \qquad (9)$$

Для практических расчетов расстояние X целесообразно задавать в относительных величинах, например через $\lambda_x = \frac{x}{h_2}$.

Тогда для соблюдения размерности K_o следует помножить на h_2:

$$U_x = U_н e^{-\kappa\lambda x} \qquad (10)$$

где κ – безразмерный опытный коэффициент.

Применительно к условиям нижних бьефов (на послепрыжковом участке) уравнение (5) можно записать со следующими оговорками:

а) максимальные местные скорости определяются с помощью зависимости (I);

б) координатная система двигается с осредненной по времени местной скоростью $\bar{U}_x$.

Тогда уравнение (5) перепишется так:

$$m\frac{dU_{xu}}{dt} = -\kappa_1 U_{xu}^2, \qquad (11)$$

где $U_{xu} = U_{xmax} - \bar{U}_x = \Delta U_{xmax}$

Решения этого уравнения и предыдущего аналогичны. Следовательно,

$$U_{xu} = U_{нu} e^{-\kappa\lambda x} \qquad (12)$$

Вписав значения U_{xu} и $U_{нu} = U_{нmax} - U_н$ в (12) и разделив обе части на $\bar{U}_x$, имеем:

$$\frac{U_{xmax}}{\bar{U}_x} = 1 + \left(\frac{U_{нmax}}{\bar{U}_x} - 1\right) e^{-\kappa\lambda_x} \qquad (13)$$

или

$$M_x = 1 + (M_{xн} - 1) e^{-\kappa\lambda_x} \qquad (14)$$

Зависимости (13), (14) обладают тем недостатком, что для нахождения M_x в искомом сечении предварительно надо знать $M_{xн}$, т.е. значение M_x в начальном сечении, в нашем случае – в концевом сечении вальцовой зоны гидравлического прыжка.

К сожалению, мы не располагаем опытными данными относительно максимальных числовых значений M_x в области

транзитной струи под водоворотом гидравлического прыжка.

Опытные данные работы /8/ показывают изменение осредненных по времени и глубине скоростей в транзитной области, т.е. $\frac{(\bar{U}_{тр})_x}{U_{сж}}$. Согласно этим данным, осредненная относительная скорость[I], начиная со сжатого сечения изменяется по длине от I до (примерно) 0,2 по некоторой монотонно убывающей кривой. Качественно характер ее не изменится, если вместо одной постоянной величины – $U_{сж}$ используем другую – U_2 . Следовательно, в пределах вальцевой зоны прыжка (в транзитном потоке) осредненная относительная скорость – $\frac{(\bar{U}_{тр})_x}{U_2}$ изменяется плавно, без скачков. Что же касается максимальных значений этого отношения, то мы вынуждены предположить, что они тоже подчиняются качественно сходному закону и ни в одной точке потока ниже сжатого сечения абсолютные значения мгновенных местных скоростей не могут быть больше $(I + I,I5)\,U_{сж}$.

Если согласиться с таким предположением, то зависимость (I4) для новых условий после соответствующих подстановок перепишется в следующем виде:

$$M_x = 1 + \left(\frac{U_{сж}}{U_2} - 1\right) e^{-\kappa\lambda_x} \qquad (I5)$$

или

$$M_x = 1 + (\eta - 1)\, e^{-\kappa\lambda_x} \qquad (I6)$$

где $\eta = \frac{h_2}{h_1}$ – относительная высота прыжка;

κ – некоторый опытный коэффициент (численно он отличен от К в (I4)).

I Опыты М.С.Фомичева осуществлены по схеме истечения через водослив с тонкой стенкой при затопленном донном гидравлическом прыжке на горизонтальном гладком русле.

В этих уравнениях мы пренебрегли пульсацией скорости в сжатом сечении, т.е. приняли $U_{сж} \cong U_{вход}$. Принципиально ничего не изменится, если отношение их считать равным I,I5 или другому постоянному числу.

В лаборатории гидравлики САНИИРИ им.В.Д.Журина ставились опыты с целью изучения турбулентных характеристик потока на участке сопряжения бьефов посредством донного гидравлического прыжка. Затухание повышенной пульсации на послепрыжковом участке прыжка изучалось Б.Г.Малаевым. В стеклянном лотке шириной I6,5 см гидравлический прыжок образовался истечением через водослив практического профиля высотой P=30 см. Опыты производились со следующими параметрами: I) q =303 см^2/сек на ПСМ; h_2=II,4 см; τ = I (τ – коэффициент затопления прыжка);
2) q = I5I см^2/сек на ПСМ; h_2= 7,7 см; τ = I.

В 6-7 створах с помощью микровертушки конструкции М.П.Мухтарова записывались скорости на осциллографическую ленту в трех точках по глубине $\frac{y}{h_2}$ =0,87; 0,50 и 0,088.

Продолжительность записи в каждой точке в среднем I мин., что, естественно, дает сглаживание самых максимальных скоростей. Причем оно тем меньше, чем больше по абсолютной величине измеряемая скорость, поскольку за полный оборот лопастей вертушки на ленте фиксируются 2 импульса, а число оборотов линейно пропорционально величине скорости.

В концевом сечении вальцевой зоны прыжка на расстоянии 5,35 h_2 от сжатого сечения время сглаживания равнялось 0,0I2–0,0I4 сек., а в I5 h_2 – 0,04 сек.

Подставляя опытные величины в зависимость (I6), находили численные значения коэффициента K. Его величина вдоль послепрыжкового участка является переменной, а обратное значение $\frac{1}{K}$ в зависимости от относительного рас-

стояния λ_x удовлетворительно апроксимируется уравнением прямой.

Таблица

Основные параметры	$\frac{x}{h_2}$	$\frac{y}{h_2}$	$v_{x\,max}$ см/сек	$\bar{v}_x$ см/сек	$\frac{v_{x\,max}}{\bar{v}_x}$	$\frac{v_{x\,max}}{v_2}$
q =303 см^2/сек		0,87	204	25,9	7,89	7,7
	2,56	0,50	241	43,4	5,56	9,1
b = 30 см		0,088	204	82,7	2,47	7,7
h_2 = 11,3 см		0,87	66,4	17,0	3,92	2,56
	5,35	0,50	64,4	23,5	2,74	2,43
v_2 = 26,5 см/сек		0,088	51,8	22,7	2,28	1,96
h_1 = 1,28		0,87	56,0	33,2	1,69	2,11
	8,85	0,50	45,3	28,9	1,57	1,72
η = 8,9		0,088	38,1	22,9	1,67	1,44
		0,87	45,3	31,0	1,46	1,72
	12,40	0,50	40,1	29,3	1,37	1,51
		0,088	36,2	24,3	1,49	1,37
		0,87	40,9	30,0	1,36	1,54
	15,9	0,50	40,9	30,0	1,36	1,54
		0,088	34,5	26,6	1,30	1,30
		0,87	34,5	30,0	1,15	1,30
	20,40	0,50	34,5	30,0	1,15	1,30
		0,088	30,3	26,3	1,15	1,14
		0,87	34,5	29,5	1,17	1,30
	24,8	0,50	34,5	30,6	1,12	1,30
		0,088	29,0	25,0	1,16	1,10

Из таблицы видно, что численные значения M_x и их затухание вдоль потока для турбулентной толщи потока и

придонной области не совпадают. Исходя из этого подобраны зависимости

$$\frac{1}{\kappa} = 2 + 0{,}23\lambda_x \qquad \left(\frac{y}{h_2} \geq 0{,}2\right) \tag{I7}$$

$$\frac{1}{\kappa} = 2 + 0{,}14\lambda_x \qquad \left(\frac{y}{h_2} < 0{,}2\right) \tag{I8}$$

На рис.I приводится сравнение наших расчетных кривых, построенных по формуле (I6) с учетом (I7) и (I8), с кривыми и опытными данными других авторов. Кривая 3 построена по расчетной формуле Д.И.Кумина при $\eta = 8{,}9$:

$$M_x = 1 + \frac{4{,}65}{\lambda_x - [1{,}69\sqrt{\eta - 4} - 0{,}195(\eta - 4)]} \tag{I9}$$

Точки 4 взяты из экспериментов работы /I/. Опытные данные при высоте плотины P=20 и 24 см при различных q и степени затопления прыжка исследователь наносил на координатную сетку: ΔM_x и $\frac{\ell_x}{P}$. Поскольку разброс точек был небольшой, он провел одну осредненную кривую, выражающую затухание повышенной турбулентности для послепрыжкового участка.

У В.А.Базилевича для сравнения мы взяли опыт, в котором q =500 см^2/сек; h_2 =20 см; P=20 см. Расчеты показали, что в данном случае величина η приблизительно равна 8,5. Поскольку $P = h_2$, то легко перенести опытные точки с графика, где $\Delta M_x = f\left(\frac{\ell_x}{P}\right)$, на наш график в координатах M_x и λ_x .

Кроме того, на этот же график нанесены опытные точки Ш.А.Бабаджановой, проводившей эксперименты под руководством автора: q = 204 см^2/сек на ПСМ, h_2 = 8,5 см, высота открытия щита $a_щ$= I,38 см; коэффициент затопления прыжка τ = I.

В этих условиях относительная высота прыжка η =8,9. Таким образом, расчетные и опытные данные сопоставимы по и относятся к толще турбулентного потока.

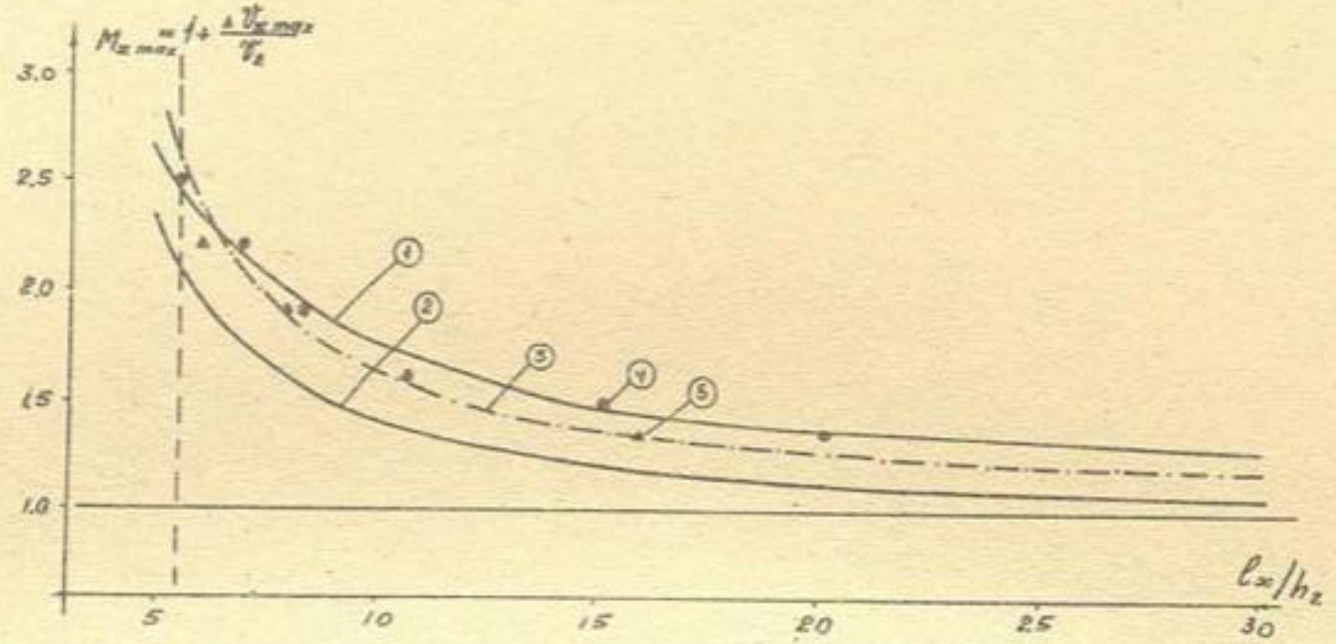


Рис.I. Затухание максимальных пульсаций на послепрыжковом участке

I и 2 - кривые по (I6) для турбулентной толщи и придонного слоя;

3 - по формуле (I9); 4 - опыты Базилевича В.А.;

5 - опыты Бабаджановой Ш.А.

Измерения скорости осуществлены на глубине 0,2 h_2 от поверхности.

Из сравнения расчетных кривых и опытных данных вытекает, что зависимость (16) правильно отражает процесс затухания максимальных пульсаций на послепрыжковом участке.

По зависимостям (16), (17) и (18) нетрудно построить кривую изменения максимальных местных скоростей, или M_x , в толще турбулентного потока и в придонном слое на участке сопряжения бьефов от сжатого сечения до сечения с бытовой турбулентностью при горизонтальном гладком русле за сооружением. Причем эта кривая будет достаточно обоснованной для послепрыжкового участка и предположительно - для водоворотной зоны прыжка.

Из работы /2/ следует, что в пределах водоворотной зоны осредненная скорость транзитной струи изменяется приблизительно по закону прямых, следовательно,можно построить кривую изменения осредненных скоростей на участке сопряжения бьефов. Эта кривая, очевидно, начнется также от сжатого сечения и кончится там, где наступает равенство $h_x = h_2$.

Как известно /5,6/, в толще равномерного турбулентного потока распределение пульсаций подчиняется нормальному закону. В работе /3/ значится, что нормальный закон распределения их приблизительно сохраняется и в пределах зоны затухания повышенной турбулентности за прыжком.

Аналогичный вывод можно сделать и на основе экспериментов, осуществленных сотрудниками лаборатории гидравлики САНИИРИ /4/.

Исходя из этого, можно построить кривую минимальных местных скоростей, или $M_{x\,min}$, отдельно для толщи

турбулентного потока и для придонного слоя. Причем на послепрыжковом участке она будет представлять зеркальное отображение кривой максимальной скорости вокруг $\bar{M}_x$ или U_z Что же касается водоворотной зоны прыжка, то кривая $U_{x\min}$, или $M_{x\min}$, должна каким-то образом от своей точки минимума повернуть вверх и стремиться к скорости вблизи этого сечения, как это примерно показано пунктиром на рис.2.

Кривые рис.2 построены для толщи турбулентного потока при η =8,9 и охватывают весь диапазон актуальных скоростей, которые возможны на участке сопряжения бьефов. В принципе их можно построить для скоростей любой обеспеченности, причем кривые средних скоростей, или $\bar{M}_x$,имеют 500-ную обеспеченность. Легко представить себе кривые скоростей I, 5, 75%-ной и т.д. обеспеченности, имеющие тенденцию отклоняться вверх и пересекать ординатную ось в точке, соответствующей $U_{сж}$(если пренебречь пульсацией скорости в сжатом сечении).

Рассматриваемые кривые показывают, что в пределах водоворотной зоны прыжка вряд ли можно ожидать соответствия распределения пульсаций нормальному закону. Оно имеет место, очевидно, с какого-то створа, расположенного, за рассматриваемой зоной.

Построив кривые, аналогичные кривым рис.2, можно, во-первых, определить численные значения максимальных местных скоростей в толще турбулентного потока и в придонном слое, что важно для установления размывающей способности потока и, следовательно, для прогноза местных размывов за креплением. Во-вторых, кривые для условий горизонтального гладкого крепления и крепления с гасителями, водобойной стенкой и другими устройствами дают возможность объективно

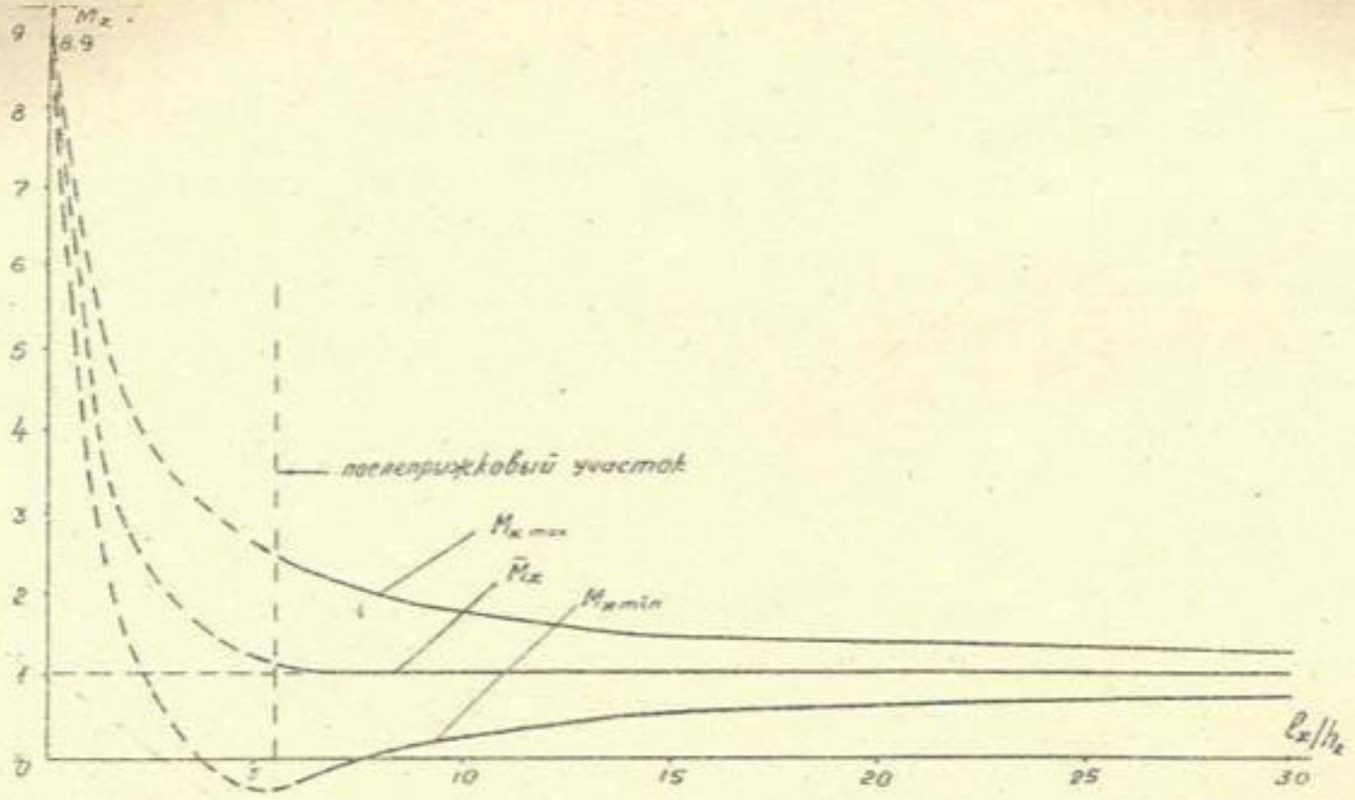


Рис.2. Кривые границы пульсационного поля скоростей на участке сопряжения бьефов при η = 8,9.

оценить влияние дополнительных устройств на размыв за креплением, что имеет научно-методическое значение.

ЛИТЕРАТУРА

I. Базилевич В.А. Затухание повышенной турбулентности за донными и поверхностными затопленными прыжками, Сб."Гидравлика", 2, Киев, Изд-во "Техника", 1966.

2. Кумин Д.И. Гидравлический расчет крепления в нижнем бьефе водосбросов, Техническая информация ВНИИГ, М.-Л., Госэнергоиздат, 1956.

3. Кумин Д.И. Основные вопросы проблемы сопряжения бьефов гидротехнических сооружений, Труды конференций ВНИИГ, Секция гидравлики, Л., 1957.

4. Кузьминов Ю.М., Маллаев Б.Г., Мухтаров М.П. Некоторые результаты исследования турбулентности в геометрически подобных потоках, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1966, № 4.

5. Минский Е.М. Турбулентность руслового потока, М., Гидрометеоиздат, 1952.

6. Никитин И.К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области, Киев, Изд-во АН УССР, 1963.

7. Рауз Х. Механика жидкости для инженеров-гидротехников, М.-Л., Госэнергоиздат, 1958.

8. Фомичев М.С. Исследование гидродинамики потока затопленного прыжка, Журнал технической физики, т.ХХУШ, вып.8, 1958.

9. Чертоусов М.Д. Гидравлика (специальный курс), М.-Л., Госэнергоиздат, 1957.

10. Гайдарченко В.И. О распределении максимальных мгновенных придонных скоростей за расширяющимися воронками с перепадами, Сб."Гидравлика и гидротехника", 5, Киев, Изд-во "Техника".

А.А.КАДЫРОВ, Ш.А.БАБАДЖАНОВА

О МЕСТНОМ РАЗМЫВЕ ЗА ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ КРЕПЛЕНИЕМ (ПЛОСКАЯ ЗАДАЧА)

Явление местного размыва за горизонтальным креплением подробно описано в работах [4,7,15,29,41,44]. Однако дать строгое математическое описание этого явления очень трудно.

За последние годы исследователи на основе инструментальной съемки изучают кинематическую обстановку в пределах ямы местного размыва [17,36 и др.]. Анализ, теоретическое осмысливание и обобщение накопленных данных в будущем должны дать ключ к правильному решению задачи.

Вопросы, связанные с практикой гидротехнического строительства, всегда заставляли инженеров-гидравликов искать хотя бы приближенные решения задачи. И они находили такие решения. Поскольку полученные решения были неточными и зачастую не удовлетворяли проектировщиков гидросооружений, исследователи вновь и вновь возвращались к решению этих задач. Примером может служить решение задач о длине гидравлического прыжка, о глубине местных размывов и др.

При решении задачи о глубине местных размывов исследователи в первое время шли двумя путями: чистый гидравлический эксперимент (Ребок, Шоклич и др.) и схематизация и упрощение явления с привлечением уже известных гидравлических теорий. Второго пути придерживались главным образом советские исследователи. Так, при выводе расчетных формул теорию прыжка использовали Б.А.Мацман [34], М.С.Вызго [9], теорию растекания струи -Н.И.Теперин [49], А.Н.Патрашев [39], Е.А.Замарин [16]; схемати-

БИБЛИОТЕКА

зацию явления с учетом возникшего в яме размыва донного водоворота - В.Н.Гончаров [15], С.В.Избаш [19] и др.

Указанные авторы при схематизации явления рассматривают конечную стадию размыва, когда процесс стабилизировался или почти стабилизировался. Кинематическая обстановка в яме размыва, а также явления, происходящие на границе размытого русла и потока, не учитываются или учитываются косвенно с помощью опытных коэффициентов, вводимых в расчетные формулы. Это обстоятельство, а также невозможность приложения даже имеющихся приближенных решений ко всем расчетным случаям заставили искать гидравликов другие пути[1]. Поиски привели к изучению устойчивости частицы несвязного грунта за горизонтальным креплением [29,44] и кинематической обстановки в яме размыва [36,41].

Исследование местных размывов наиболее интенсивно, по всей вероятности, будет развиваться именно в этом направлении не только потому, что оно позволяет исследовать явление в деталях, но и потому, что оно наиболее близко соприкасается с проблемой русловой турбулентности - с наиболее перспективным направлением изучения гидравлики русловых потоков.

Что касается непосредственного расчета глубины местных размывов за горизонтальным креплением спокойным потоком, существующие методы или расчетные формулы М.С.Вызго [9], И.И.Леви [29], Л.Д.Кварацхелия [26], Б.И.Студеничникова [45] и других авторов дают разноречивые результаты при решении одной и той же задачи. Достоверные натурные данные для их проверки и уточнения отсутствуют.

---

[1] Например, до 50-х годов не было методики расчета глубины местного размыва спокойным потоком за горизонтальным креплением, существующие формулы относились только к случаю свободно падающих потоков.

Таким образом, проблема местных размывов за горизонтальным креплением не потеряла актуальности и ждет своего удовлетворительного решения. На это указывал и М.С.Вызго в монографии [12].

В настоящее время накопилось большое количество исследовательского материала и предложений, касающихся непосредственно или косвенно явления местного размыва. До последнего времени исследователи по своему усмотрению выбирали расчетную схему, параметры опытов, методику исследования и недостаточно занимались анализом результатов уже выполненных исследований.

Если теперь исследователь ставит перед собой цель - разработать методику расчета глубины местных размывов, то он обязан тщательно проанализировать результаты исследований, относящиеся не только к местным размывам, но и к смежным вопросам, выбрать наиболее ценное и достоверное и использовать в своей работе.

Рассмотрим явление местного размыва за горизонтельным креплением. На рис.I приводятся расчетные схемы.

Ставится задача - вывести расчетную зависимость для прогноза глубины размыва. Поскольку теоретическое решение задачи в настоящее время исключается, то введение в расчетную формулу коэффициентов, устанавливаемых на основе эксперимента, является неизбежным и, следовательно, дать рекомендации для всех случаев расчетной практики не представляется возможным. На первых порах свою задачу мы ограничиваем выводом расчетной зависимости, структурно отвечающей явлению размыва за горизонтальным креплением и ее анализом на основе опытных данных, учитывая научные выводы других исследователей, сделанные на основе экспериментов. Коэффициенты, вводимые в расчетную формулу, будут уточняться по мере накопления опытного материала.

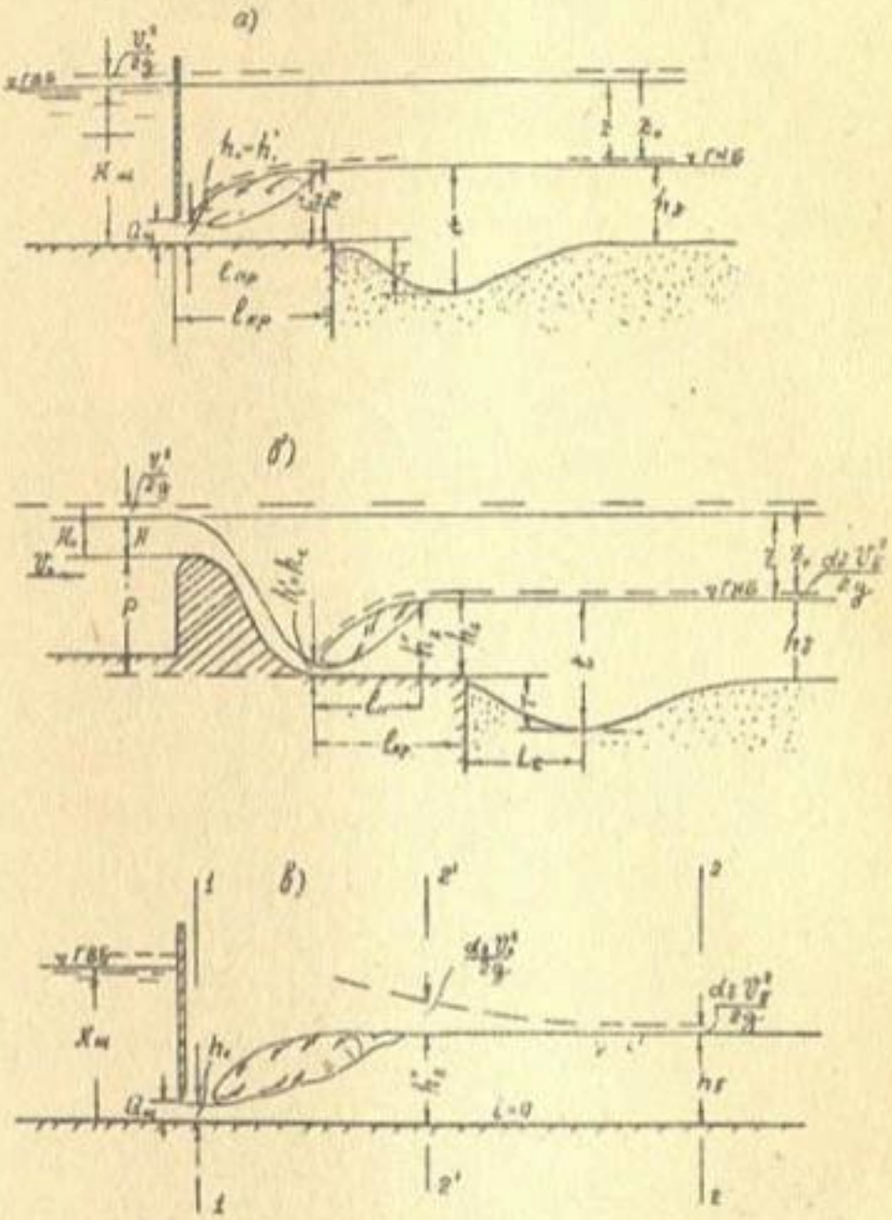


Рис.I Расчетная схема

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕСТНЫХ РАЗМЫВОВ ЗА ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ КРЕПЛЕНИЕМ

Экспериментальные [10,19,22,29,37,46,48] исследования показали, что глубина размыва $t = T + h_2$ или относительная глубина размыва $\frac{t}{h_5}$ по мере удлинения крепления монотонно убывает и при достижении некоторой длины $l_{кр} = (l_{кр})_{max}$ $T=0$, следовательно, местный размыв отсутствует (без учета размыва, происходящего в натурных условиях за счет переосветления поступающей в нижний бьеф воды).

В опытах всех названных выше исследователей длина крепления $l_{кр}$ была больше, чем длина вальцовой зоны прыжка: $l_{кр} > l_в$ т.е. $l_{кр} \geq (4 \div 6) h_2$. Эксперименты Л.Д.Кварацхелия [26], проведенные в условиях, когда длина крепления $l_{кр}$ изменялась от нуля до $(l_{кр})_{max}$ при постоянстве других исходных параметров, подтвердили общую закономерность изменения t в зависимости от $l_{кр}$. На рис.2 приводятся кривые, построенные на основе данных опытов Л.Д.Кварацхелия и наших, полученных в условиях плоской задачи. Длина крепления в этих опытах также менялась в пределах от $l_{кр} = 0$ до $\frac{l_{кр}}{h_2} = \lambda_{max}$. Размываемый грунт - калиброванный мелкий песок с $d = 0{,}25$ мм. Опыты проведены при трех расходах.

Со всей очевидностью можно утверждать, что связь между t и $l_{кр}$ при постоянстве других исходных параметров опыта представляет собой некоторую функцию, монотонно убывающую по мере роста $l_{кр}$.

Путем измерения осредненных по времени скоростей в пределах ямы размыва И.И.Леви [29], К.И.Россинский [41] и другие исследователи показали, что за створом наибольшей глубины размыва эпюра осредненных скоростей

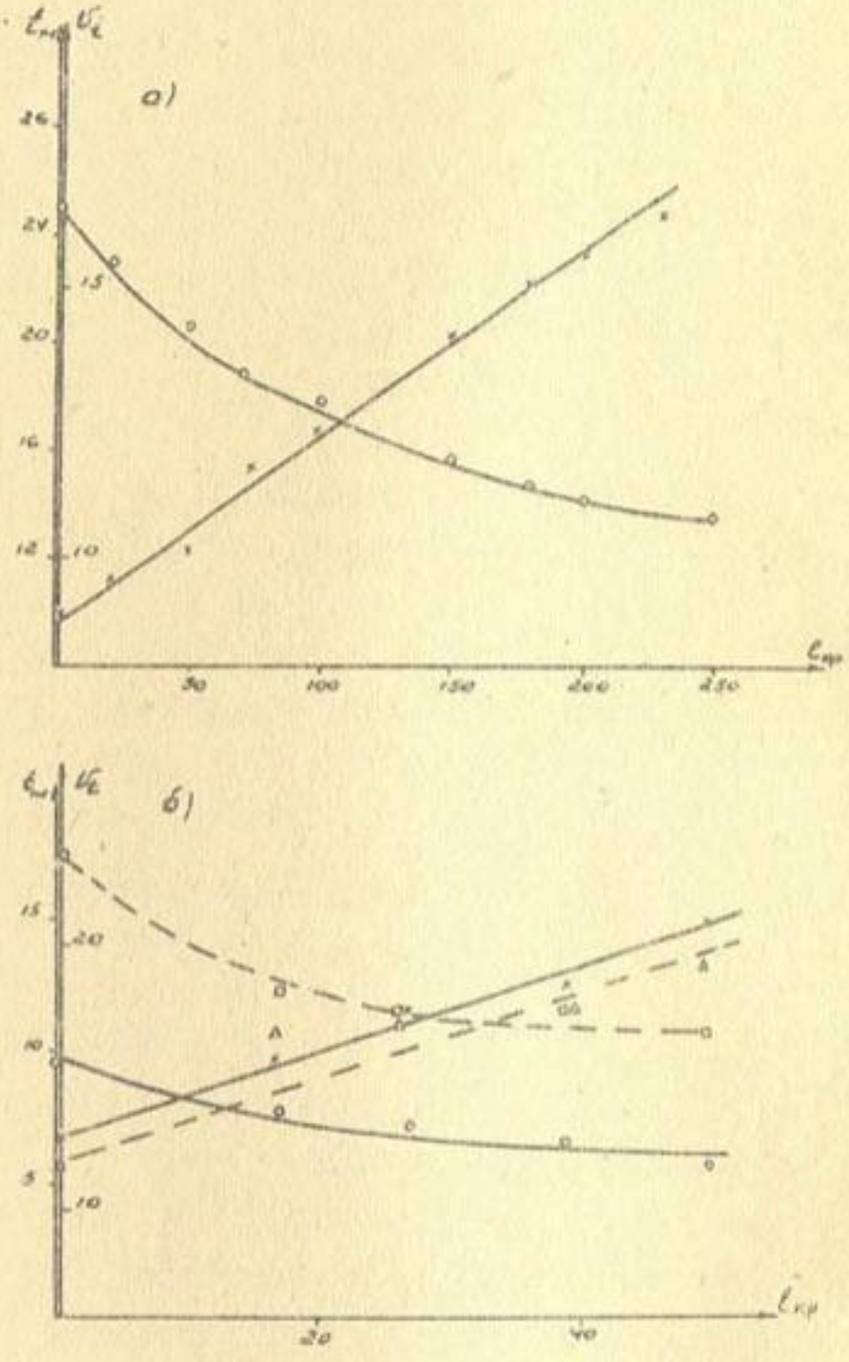


Рис.2 а- Опыты Кварацхелия Л.Д. ;
б- Опыты авторов

приобретает однозначный характер и в непосредственной близости от него имеет треугольную форму. Исходя из такого вывода, мы обработали опытные данные ряда авторов (С.В.Избаша, К.А.Сулейманова, Л.Л.Пааля, Н.Н.Суровой) и собственные для установления связи $\bar{v}_t = \frac{q}{t} = f(l_{кр})$ при постоянстве других исходных параметров [21]. В результате такой обработки было установлено, что зависимость $\bar{v}_t = f(l_{кр})$ или $\frac{\bar{v}_t}{v_s} = f(\frac{l_{кр}}{h_s})$ хорошо апроксимируется уравнением прямой.

$$\bar{v}_t = K_1 l_{кр} + v_{t_0} \qquad (1)$$

или

$$\frac{\bar{v}}{v_s} = K \frac{l_{кр}}{h_2} + \frac{\bar{v}_{t_0}}{v_s} \qquad (2)$$

где K_1 и K отражают влияние свойств грунта. Очевидно, что при $l_{кр} \simeq 0$ $\bar{v}_t = \bar{v}_{t_0}$ и $t_{max} = \frac{q}{\bar{v}_{t_0}}$, т.е. при данных параметрах опыта и отсутствии крепленного участка за сооружением (щитом) наблюдается наибольший местный размыв. Для подтверждения сказанного приводятся графики $\frac{\bar{v}_t}{v_s} = f(\frac{l_{кр}}{h_2})$ по опытным данным разных авторов (рис.3).

В уравнении (I) коэффициент K_1 имеет размерность угловой скорости $[\frac{1}{сек}]$ и в этом смысле уравнение (2) имеет преимущество. Однако не всегда можно оперировать этим уравнением, поскольку очень часто в литературе отсутствуют сведения относительно v_s.

Подробный анализ опытных данных Б.А.Фидмана, И.Б.Найденовой и Н.В.Халтуриной приводится в работе [41] К.И.Россинского.

Б.А.Фидман [50] изучал пульсацию течений при внезапном углублении потока. Опыты проводил в плоском лотке при разных числах Рейнольдса и с разной степенью увеличения глубины.

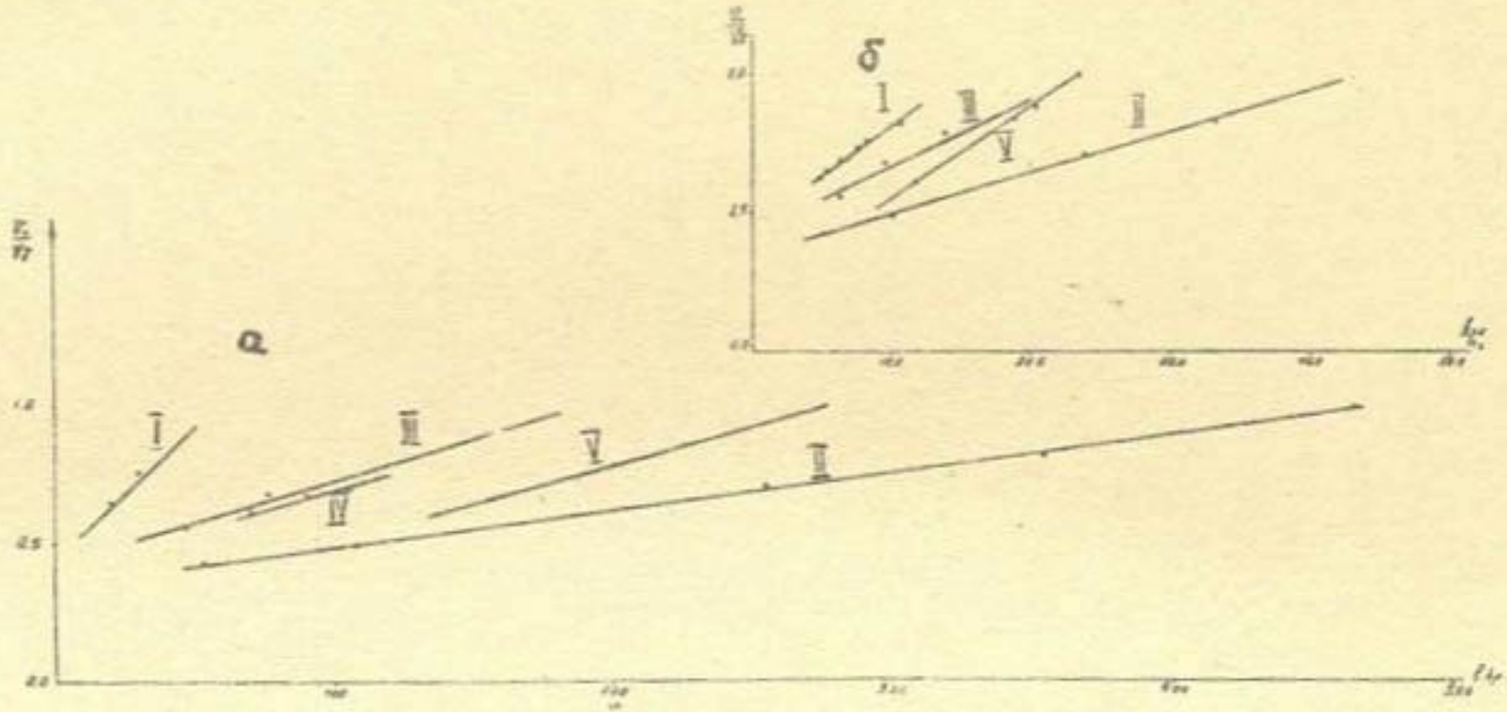


Рис.3. а) График зависимости $\frac{U_c}{U_б}$ от длины крепления;
б) График зависимости $\frac{U_c}{U_б}$ от $\frac{\sigma_{кр}}{k_2}$

I – опыты Леви И.И.; П – опыты Избаша С.В.;
III – опыты Сулейменова К.А.; IУ – опыты Кадырова А.А.;
У – опыты Пааля Л.Л.

И.Б.Найденова измеряла пульсацию скоростей на моделях ковша Куйбышевской ГЭС двух масштабов - I:I50 и I:300. Как в опытах Б.А.Фидмана, так и И.Б.Найденовой применялась киносъемка с последующей статистической обработкой фильмов, поэтому полученные результаты являются достаточно надежными. Эти опыты производились при нормальном распределении скоростей на подходном участке и не отражают случая, когда поток сходит с рисбермы со скоростями, неравномерно распределенными по глубине, что наблюдается при наличии донного или поверхностного вальца в пределах рассматриваемого участка. Опыты Н.В.Халтуриной отвечают в некоторой степени на этот вопрос, поскольку они осуществлены на модели Куйбышевской ГЭС с размываемым руслом при различных режимах и состояниях потока на участке крепления. Хотя измерения Н.В.Халтуриной осуществлены с помощью флюгера, что дает возможность оценить только продольные пульсации, однако полученные данные не только качественно, но и количественно близки к данным И.Б.Найденовой.

К.И.Россинский [41] отмечает: "Увеличение пульсации наблюдается сначала в области, примыкающей к границе между транзитной струей и вальцом, образующимся за уступом. По мере удаления от уступа возрастание пульсации распространяется вниз и вверх от граничной области. Максимумы на вертикалях располагаются приблизительно на уровне порога или несколько ниже его. Наибольшей интенсивности пульсации достигают приблизительно к створу, проходящему через центр вальца". При глубине потока на уступе h_2 =8 см и высоте уступа a =8 см это расстояние равно примерно 2÷2,5h_2. Далее он указывает, что относительная величина максимума продольных пульсаций на вертикалях, расположенных на расстоянии 2-3 h_2, составляет $\frac{\sqrt{\Delta \bar{v}_x^2}}{v_0}$ =0,20, а на вертикали перед уступом $\frac{\sqrt{\Delta \bar{v}_x^2}}{v_0}$ = 0,I2, что означает увеличение

пульсации одной из составляющих скорости за уступом почти в I,7 раза. В другом опыте местный максимум $\sqrt{\Delta \bar{U}_x'^2}$ увеличился в I,37 раза.

Вертикальные пульсации растут более энергично. К центру вальца ($2{,}5\,h_2$) значение $\sqrt{\Delta \bar{U}_y'^2}$ на вертикали увеличилось по сравнению с максимумом на уступе в 2,35 раза, в другом опыте - в 2 раза.

Для нас представляют интерес следующие выводы К.И.Россинского /4I/, сделанные на основе опытов Б.А.Фидмана: "Максимум вертикальных пульсаций удерживается на указанном уровне до нижней границы вальцовой области, а за ней медленно уменьшается.

На поверхности воды пульсационные составляющие скорости не показали тенденции к изменению по длине потока. Пульсации в придонной области непосредственно за уступом невелики. По мере удаления от уступа они возрастают и достигают наибольших значений к концу вальца: ниже, за вальцом, значения $\sqrt{\Delta \bar{U}_{gx}'^2}$ и $\sqrt{\Delta \bar{U}_{gy}'^2}$ постепенно уменьшаются. Если сравнить придонные пульсации за уступом дна с придонными пульсациями перед уступом, то значительное увеличение можно заметить только для вертикальных составляющих, среднеквадратическое значение которых возросло приблизительно в 2 раза. Степень увеличения продольных составляющих меньше, чем вертикальных и убывает с изменением высоты порога. Следует подчеркнуть, что в опыте, в котором высота уступа равнялась одной трети глубины воды за уступом, продольные пульсации на всех вертикалях оставались меньше продольной пульсации на подходном участке" (стр.I45).

Аналогичные выводы можно делать и на основе опытов И.Б.Найденовой, произведенных на модели ковша Куйбышевской плотины, и опытов Н.В.Халтуриной по размыву русла за

креплением Куйбышевской ГЭС. На модели ковша измерения производились при помощи киносъемки, а в яме размыва - флютера. Сопоставление показывает близкое совпадение не только качественных, но и количественных результатов.

Как указывает К.И.Россинский, иной режим пульсации наблюдается при сходе с рисбермы неуспокоенного потока. В этих условиях в яме размыва (опыты Н.В.Халтуриной) происходило не возбуждение, а гашение возмущений. Все рассмотренные выше явления К.И.Россинский объясняет наличием связи между пульсациями, глубиной и градиентами осредненных скоростей и приходит к следующим выводам:

а) в сечениях потока, расположенных за понижением дна; интенсивность пульсаций в придонной области оказывается большей при уступообразном понижении дна, чем при плавном снижении глубины откосом;

б) если в пределах водобоя и рисбермы поток, сброшенный с плотины, полностью успокаивается и подходит к месту размыва с нормальным распределением скоростей по вертикали, то в яме размыва из-за увеличения вертикальных градиентов осредненных поступательных скоростей интенсивность пульсации возрастает. Наиболее сильной пульсация оказывается в месте максимального размыва дна. Если же к концу рисбермы поток подходит сильно возмущенным (при резко выраженном поверхностном или донном режиме), то с вступлением в пределы ямы размыва в нем происходит гашение пульсаций.

М.В.Немчинов [36] изучал кинематику потока в пределах воронки местного размыва за трубчатыми сооружениями при различных режимах (свободное растекание, сбойное течение). Методика его опытов заключалась в том, что на определенной стадии размыв прекращался и закреплялась вымоина. Затем в закрепленном русле устанавливался по-

ток с первоначальным расходом и производились измерения. Актуальные скорости в точке он измерял однокомпонентными электротензометрическими датчиками скорости. Показания датчика записывал с помощью осциллографа. Определял $U_{x\,акт}$ и $U_{y\,акт}$ в каждой точке и в качестве расчетной величины принимал значение максимальной мгновенной скорости I%-ной обеспеченности. Кроме того, определял величины осредненных скоростей $\bar{U}_x$, $|\bar{U}_y|$, $|\bar{U}_z|$, пульсационных составляющих скоростей

$$\left.\begin{aligned} \Delta U_x' &= U_{x\,акт} - \bar{U}_x \\ \Delta U_y' &= U_{y\,акт} - |\bar{U}_y| \end{aligned}\right\}, \qquad (3)$$

а так же величины $M_x = \frac{\Delta U_x'}{\bar{U}_x}$, $M_y = \frac{\Delta U_y'}{|\bar{U}_y|}$ и σ – среднеквадратичные отклонения мгновенной скорости от осредненной.

М.В.Немчинов указывает, что распределение актуальных и пульсационных скоростей в придонной области потока в зоне размыва приближается к нормальному распределению (слабо выраженная асимметричность). Кроме того, между составляющими актуальной скорости по осям X, У и Z существует достоверная связь, причем для продольной и вертикальной составляющих величина коэффициента корреляции находится в пределах 0,6 ÷ 0,8, а коэффициент корреляции для всех трех составляющих R_{xyz} равен $\sim 0{,}8$.

Максимальные мгновенные пульсационные скорости в транзитной струе по мере удаления от сооружения изменяются следующим образом. В придонной области при неразмываемом русле величина $\Delta U_x'$ остается практически постоянной и отношение $M_{x\,дон} = \left(\frac{\Delta U_x'}{U_x}\right)_{дон}$ не превосходит 0,25 на всем участке растекания (опыты осуществлены в пространственных условиях на модели трубчатого сооружения масштаба I:I0). При появлении ямы размыва за сооружениями вели-

чина $M_{x\,доп}$ в начальный период резко возрастает (например, через 10 мин. после начала опыта по размыву в створе, удаленном от выхода на $2{,}3b$, где b – ширина сооружения на выходе, $M_{x\,доп} \approx 2{,}8$), но по мере роста глубины размыва постепенно уменьшается. Распределение $\Delta v_x'$ по глубине таково, что на подходе к участку с максимальной глубиной и за ним величины $\Delta v_x'$ и M_x уменьшаются от свободной поверхности ко дну, а в придонной области резко возрастают. Согласно же опытам И.Б.Найденовой и Н.В.Халтуриной (рис.4), наоборот, эти величины возрастают с поверхности, достигая максимума примерно на уровне середины откоса ковша или на глубине $\sim \frac{1}{2} T$ в случае наличия ямы размыва, а потом уменьшаются.

Такое расхождение мнений в оценке распределения $\Delta v_x'$ в верхних слоях объясняется тем, что в опытах М.В.Немчинова поток в пределах сооружения находился в бурном состоянии и имел боковые водовороты с увеличенными удельными расходами в осевой части сооружения. Тем не менее при постановке аналогичных опытов необходимо окончательно выяснить характер распределения $\Delta v_x'$ по глубине при различных режимах потока в пределах сооружения.

Что касается поперечной составляющей осредненной скорости, то в придонной области по оси струи она незначительна и составляет примерно 10÷15% от продольной составляющей. Мгновенные значения $\Delta v_{z\,доп}'$ могут достигать больших величин; вследствие этого отношение $M_z = \left(\frac{\Delta v_z'}{\bar{v}_z}\right)_{доп}$ так же может достигать значительных величин (например, через 4 мин. после размыва $M_{z\,доп} = 40$ в сечении $2{,}3b$ по оси потока, но через 7 час. $M_{z\,доп} = 2{,}5$).

Пульсация вертикальной составляющей оценивалась среднеквадратическим отклонением σ_y. При неразмываемом русле в придонной области потока по оси транзитной струи

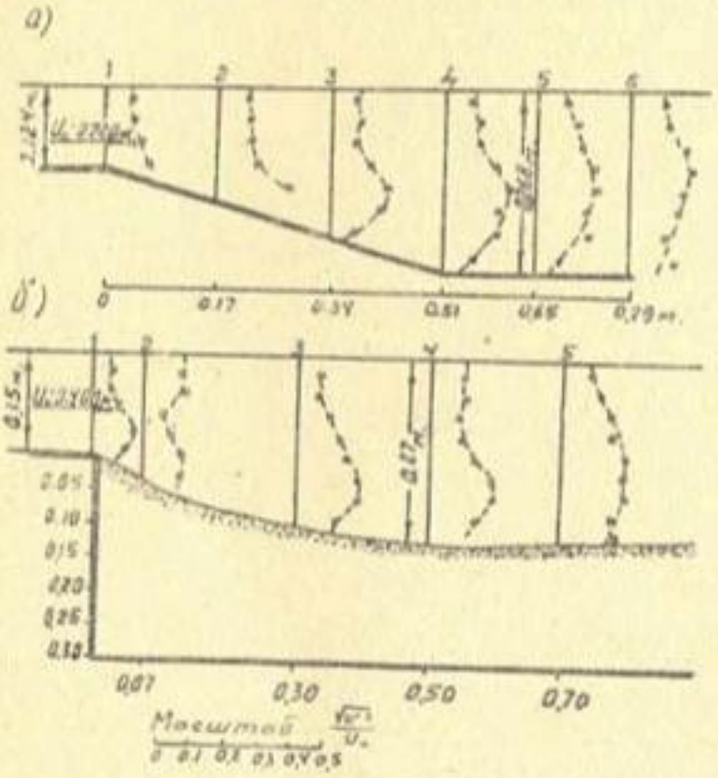


Рис.4. Сопоставление опытных данных модели ковша Куйбышевской ГЭС (а) с данными в яме размыва (б)

величина σ_y постепенно возрастает до сечения $\mathcal{L} = 2\mathcal{B}$ от сооружения, а затем медленно снижается от 12 до 4 см/сек на расстоянии 13,0 $\mathcal{B}$ от выходного оголовка трубчатого сооружения.

После стабилизации размыва на участке около сооружения величина σ_y уменьшается в 1,5 раза по сравнению с величиной σ_y около кромки выходного оголовка (в сечении $\mathcal{L} = \mathcal{B}$), а затем снова возрастает на участке донного водоворота и на выходе потока из воронки размыва.

Зона максимальных σ_y удалена от дна и, по мнению М.В.Немчинова, не оказывает непосредственного воздействия на грунт, за исключением участка русла, где транзитная струя ударяет непосредственно в грунт.

В отношении актуальных скоростей в зоне местного размыва М.В.Немчинов сообщает, что на заключительной стадии размыва, когда t приближается к предельному значению (в данных условиях), пульсация мгновенных скоростей снижается. При стабилизации размыва в придонной области потока по оси транзитной струи и в боковых водоворотах величина продольной составляющей актуальной скорости небольшая и сопоставима с величиной неразмывающей скорости для грунта русла. То же самое можно сказать и в отношении поперечной составляющей актуальной скорости.

Величина осредненной скорости значительно меньше, чем актуальной. На основе анализа соотношений осредненных и актуальных скоростей устанавливаются следующие величины: $\frac{\bar{v}_x}{v_{x\,акт}} = 0{,}6$ и $\frac{|\bar{v}_z|}{v_{z\,акт}} = 0{,}4$. Они справедливы и для области транзитной струи, и для боковых водоворотных зон. Исключением являются участки, где наблюдается интенсивная пульсация направления скорости, т.е. граничные зоны между водоворотами и участками с постоянным направлением скорости.

Как указывает М.В.Немчинов, при сбойном течении потока в нижнем бьефе, сопровождаемом иногда с раскачкой бьефа, когда поток движется мощной транзитной струей, указанные выше соотношения имеют другие значения, а именно: $\frac{\bar{v}_к}{v_{кокт}} = 0,7 \div 0,8$ и $\frac{|\bar{v}_2|}{v_{2кокт}} = 0,6$ (напомним еще раз, что все эти данные относятся к придонной области).

При сбойном течении потока наблюдалось значительное увеличение удельных расходов в зоне транзитной струи, причем по мере углубления воронки размыва степень увеличения q постепенно возрастала.

В опытах максимальный удельный расход по оси транзитной струи примерно в 2,65 раза превосходил удельный расход в сооружении, т.е.

$$q_{max} = 2,65\, q_{вых}, \qquad (4)$$

где $q_{вых}$ – погонный расход на выходе из сооружения.

По мнению М.В.Немчинова, при наличии укрепления за сооружением коэффициент $K = \frac{q_{max}}{q_{вых}}$ должен возрасти (опыты для проверки такого вывода не ставились).

Влияние длины жесткого крепления и глубины воды за ним на скоростную структуру потока в пределах воронки размыва экспериментально изучал И.Ф.Иващенко [17]. На основе своих данных, а также данных Н.Н.Беляшевского [4] он делает вывод, что с увеличением длины крепления максимальные придонные осредненные скорости на дне воронки размыва за креплениями уменьшаются.

При увеличении длины крепления от $2H_п$ до $10H_п$ ($H_п$ – разность отметок горизонта верхнего бьефа и верха крепления нижнего) – максимальная придонная скорость, которая, по мнению И.Ф.Иващенко, и определяет размыв дна, уменьшалась на 1/3, что равнозначно уменьшению размывающей способности потока только за счет снижения осредненной придонной скорости в 2,2 раза без учета изменения повышенной турбулентности.

Придонные скорости уменьшаются и при увеличении глубины размыва. Например, при изменении $T_{раз}$ от $0,5H_п$ до $2H_п$ размывающая способность потока уменьшается в 1,5–2 раза (без учета изменения повышенной турбулентности).

Примерно такие же результаты И.Ф.Иващенко получил и при смене донного режима сопряжения поверхностным.

Обработка опытных данных Н.Ахмада [35], И.И.Леви [30], Р.С.Гальперина [14], Н.Н.Суровой [48] и авторов показала наличие достаточно устойчивой связи между относительной глубиной размыва $\frac{t}{h_{кр}}$ и величиной погонного расхода q при неизменности параметров сооружения и размываемого материала (рис.5).

Как видно из графика, относительная глубина размыва $\frac{t}{h_{кр}}$ для данного сооружения и грунта является величиной постоянной и не зависит от погонного расхода. Постоянство относительной глубины отмечено Р.С.Гальпериным [14] на основе результатов трех опытов. По его опытам (длина крепления более $10h_2$, в конце крепления имеется ковшевидный участок) $\frac{h_{кр}}{t} \simeq 0,2$ (или $\frac{t}{h_{кр}} = 5$). В качестве размываемого материала применялся акрилатный порошок.

Н.Ахмад ставил опыты на моделях различных плотин, построенных в Пакистане. В качестве размываемого материала применялся песок различного гранулометрического состава. Обработав результаты своих опытов, он установил, что для данного сооружения и грунта

$$\frac{t}{q^{2/3}} \cong const = A, \qquad (5)$$

Аналогичная связь установлена и при анализе параметров хорошо работающих (без деформаций) каналов, транспортирующих наносы [35].

Изучая параметры каналов, построенных в Индии и

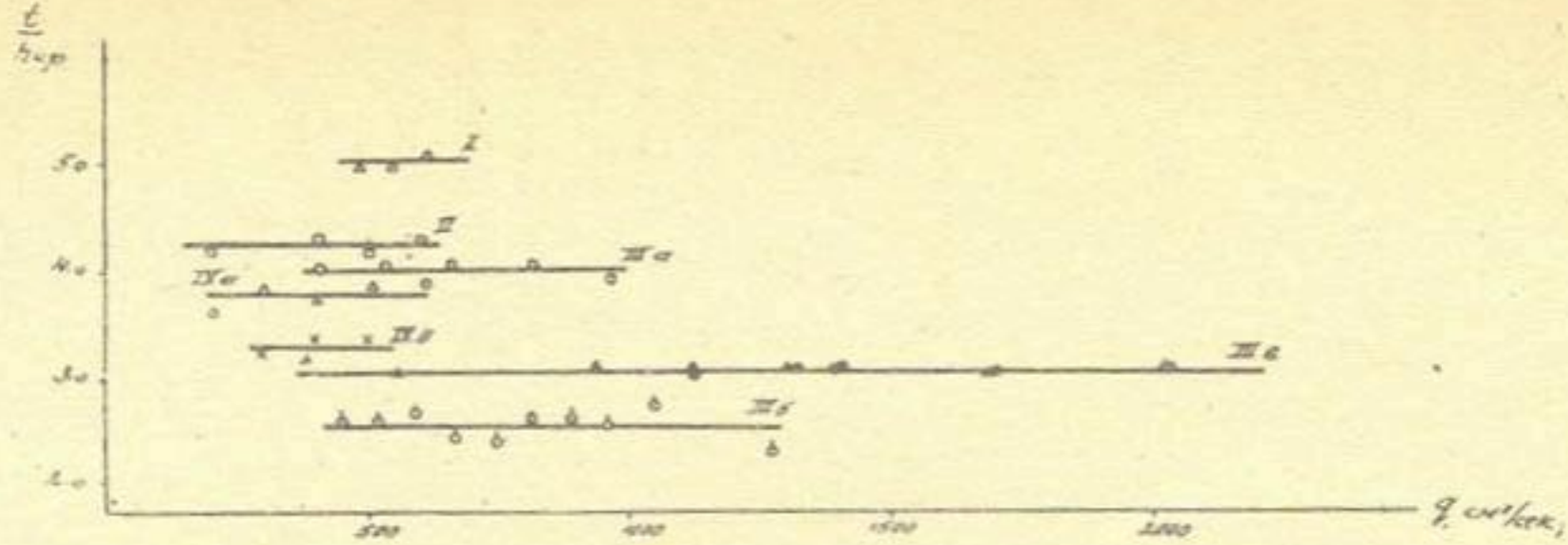


Рис.5. I – опыты Гальперина Р.С.; II – опыты Леви И.И.;
III – опыты Н.Ахмада
а) модель плотины Рупар,
б) модель плотины Ислан,
в) модель плотины Гриммy;
IУ – опыты авторов
а) $a_ш$ = I,8 см; $l_{пр}$ = 50 см;
б) $a_ш$ = 2,5 см; $l_{пр}$ = 30 см.

Пакистане, *Lacey* установил следующую зависимость для глубины воды в канале:

$$R \cong h_s = \frac{0,9}{f^{1/3}} \cdot q^{2/3} \qquad (6)$$

где R – гидравлический радиус (в условиях достаточно широких каналов);

q – расход воды на погонный фут ширины;

f – наносный фактор, равный I,76;

$d_{ср}$ – средний диаметр песка.

Bose и *Molhotra* [35], проанализировав данные о Пенджабских каналах (Индия), убедились, что формула справедлива даже для неустойчивых каналов.

Н.Ахмад отсюда делает вывод, что отношение $\frac{t}{q^{1/3}}$ для определения глубины размыва является фундаментальным, но характер потока влияет на значение констант. Хотя Н.Ахмад не делает детального анализа механизма изученных им явлений на основе исследования кинематики и гидродинамики процессов, а оперирует конечными результатами опытов, тем не менее этот вывод заслуживает обстоятельного экспериментального изучения.

Величина A, в соотношении (5) является размерной. Учитывая, что

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}} = n q^{2/3},$$

где

$$n = \sqrt[3]{\frac{\alpha}{g}}$$

мы предложили зависимость для относительной глубины размыва записать в ином виде:

$$\frac{t}{n q^{2/3}} = \frac{A}{n} \quad \text{или} \quad \frac{t}{h_{кр}} = A, \qquad (7)$$

где A – безразмерная величина.

Постоянство относительной глубины размыва с изменением q, но при неизменности других исходных параметров опыта отмечено и Б.И.Студеничниковым [44]. Однако

при обработке опытных данных им использовано отношение $\frac{t}{h_s}$, а не $\frac{t}{h_{кр}}$. Зависимость (7) имеет методическое значение и может быть использована при проведении модельных исследований, так как позволяет ограничить серию опытов (с разными q) одним-двумя. Пространственность модели влияет на установленную связь количественно, а не качественно, что также очень важно с методической точки зрения. В данной работе мы воспользуемся именно этими свойствами зависимости (7).

Большой интерес представляют результаты обработки опытов К.А.Сулейманова, заимствованные из его кандидатской диссертации. В этих опытах исходные параметры (q, z, h_2, h_s и грунт) оставались постоянными, менялись только длина и абсолютная шероховатость крепления. Расчетная схема опытов соответствует изображенной на рис.Ia.

Опыты проведены для четырех видов шероховатостей. Шероховатость дна лотка на участке крепления создавалась облицовкой листовым стеклом, листовой сталью, металлическим листом с наклейкой песка (d=I÷2 и 3÷5 мм). Как видно из рис.6 при изменении шероховатости, соответствующей поверхности стекла, до шероховатости, полученной наклейкой песка с d=3÷5 мм, максимальная длина крепления, за которой отсутствует размыв, сократилась примерно вдвое, в то время как протяженность вальцовой зоны прыжка, по данным М.С.Вызго /6/, при тех же соотношениях шероховатостей сокращается на меньшую величину. Это обстоятельство, несомненно, будет иметь большое значение при выборе конструкции и длины крепления с искусственной шероховатостью в нижних бьефах водопропускных сооружений.

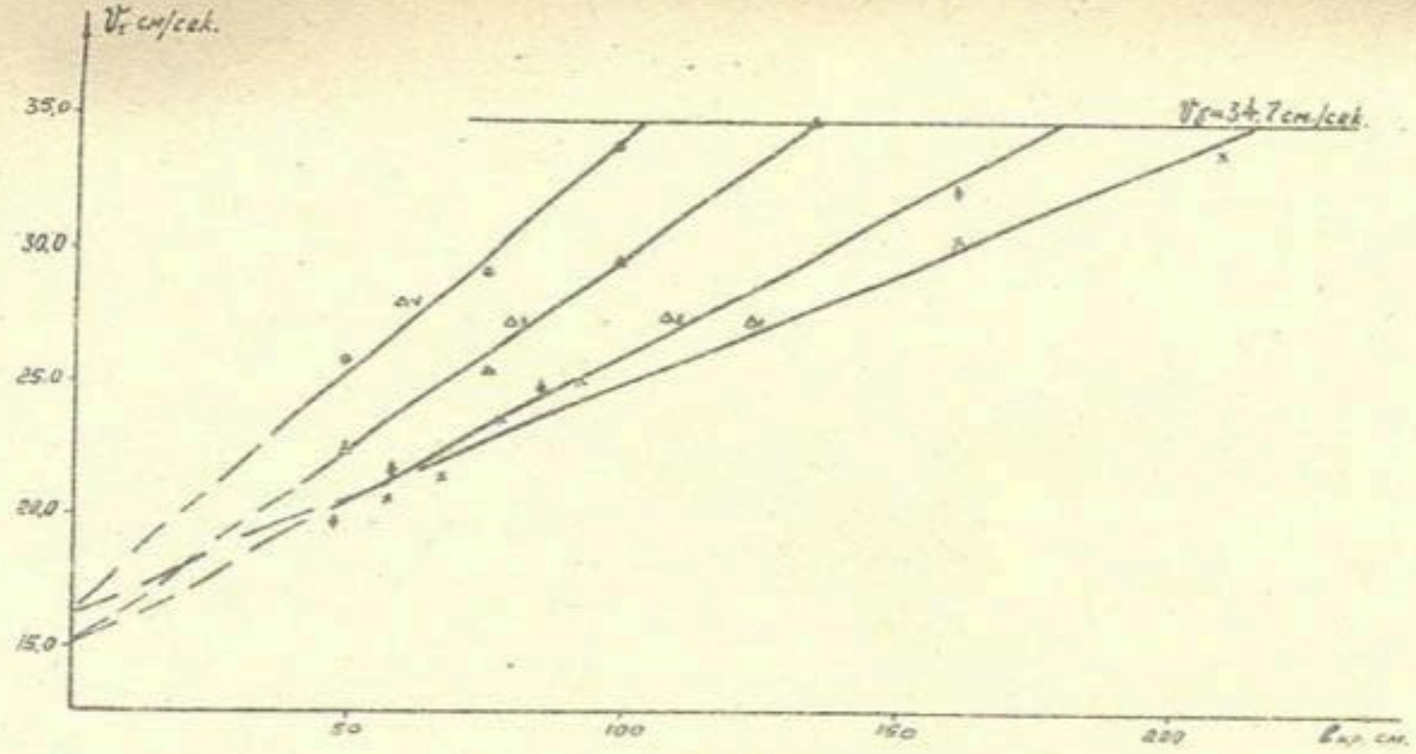


Рис.6. График зависимости $U_t = f(l_{кр}, \Delta_{кр})$.

Данные опытов q = 250 см^2/сек, $h_б$ =7,2 см, $H_щ$=12,5÷13,5 см
= 2,5 см. Размываемый материал – песок.

Шероховатости: Δ_1 – облицовка из стекла; Δ_2 – стальной лист;
Δ_3 – металлический лист с наклейкой песка d=1÷2 мм;
Δ_4 – металлический лист с наклейкой песка d=3÷5 мм.

Все прямые апроксимирующие опытные точки (рис.6) с одинаковой шероховатостью, пересекли ординатную ось примерно на одной высоте, т.е. установленная связь между шероховатостью крепления и коэффициентом К в зависимости (I) не является случайной. С другой стороны, можно утверждать, что механизм размыва за креплением, если менять шероховатость крепления, изменяется только количественно.

Таким образом, наличие гасителей или шероховатостей в пределах крепленного участка в нижнем бьефе может существенно влиять на конечные результаты местных размывов.

ГАШЕНИЕ ИЗБЫТОЧНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В НИЖНИХ БЬЕФАХ ГИДРОСООРУЖЕНИЙ

Исторически сложилось так, что вопросы гашения избыточной кинетической энергии рассматриваются только для условий сопряжения бьефов посредством донного гидравлического прыжка при истечении воды через водосливы или из-под щита. В этом случае в нижних бьефах сооружений устраивается водобой с рисбермой. Во всех других случаях сопряжения бьефов, сопровождаемых отбросом струи (водосливы с носком, консольные перепады и др.) нижний бьеф не крепится. Сразу за сооружением происходит размыв русла. По всей вероятности, именно поэтому для этих случаев явление местного размыва изучено полнее, чем гашение энергии, а для случаев сопряжения бьефов посредством донного гидравлического прыжка, наоборот. Это методически оправдано: только разобравшись как следует в вопросах гашения энергии в гидравлическом прыжке и на послепрыжковом участке, можно приступить к изучению явления местных размывов за горизонтальным креплением.

Следовательно, для прогноза глубины местного размыва за горизонтальным креплением необходимо, с одной стороны, точно определить избыточную кинетическую энергию в любом створе нижнего бьефа на участке сопряжения (вальцовая зона прыжка + послепрыжковый участок) и, с другой стороны, достаточно надежно установить связь между избыточной энергией потока в конце крепления и глубиной размыва за ним.

Рассеивание избыточной кинетической энергии, зачастую колоссальной, особенно в условиях средне- и высоконапорных водосливных плотин, обусловливает крайнюю неравномерность распределения скоростей и их пульсацию в районе сопряжения бьефов [24,28,30,54].

Указанные особенности движения водных потоков можно учесть суммарно и приближенно при помощи коррективов кинетической энергии α и количества движения α_0.

При рассмотрении вопроса о коррективах будем пользоваться расчетной схемой (рис.Iв).

Полные коррективы α и α_0 образуются из произведения двух частных коррективов:

$$\alpha = \alpha' \cdot \alpha_s, \qquad (8)$$

$$\alpha_0 = \alpha_0' \alpha_{0s}, \qquad (9)$$

где α' и α_0' – частные коррективы кинетической энергии и количества движения, учитывающие пульсацию скоростей;

α_s и α_{0s} – частные коррективы кинетической энергии и количества движения, учитывающие неравномерность распределения скоростей.

В условиях нижних бьефов частные коррективы для сечений потоков больше единицы, причем, чем ближе к вальцовой зоне прыжка, тем больше их значение превышает единицу, поэтому пренебрегать каким-либо из этих частных

коррективов нельзя.

Неразномерность распределения скоростей и их пульсация зависят не только от гидравлических параметров потока, но и от конструкции сооружения (крепления) в нижнем бьефе, формы гасителей и т.д. Наличие размываемого русла за креплением также вносит изменения в кинематику потока в зоне конца крепления. Все это свидетельствует о том, что получение универсальной зависимости даже опытным путем связано с большими трудностями. Для условий двухмерного потока и горизонтального русла естественной шероховатости решение поставленной задачи в первом приближении возможно.

Д.И.Кумин [27] провел большую серию опытов в лабораторных условиях для выяснения характера изменения полного корректива количества движения α_0 вдоль потока в зависимости от его параметров. В результате обработки опытных данных он получил универсальную кривую в виде функции

$$\frac{\bar{\alpha}_{0x}}{\xi} = f\left(\frac{\ell_x - \ell_{np}}{h_{кр}}\right), \qquad (10)$$

где $\bar{\alpha}_{0x}$ – осредненный по времени полный корректив количества движения в сечении X–X;

$\xi = \frac{h_2}{h_{кр}}$;

ℓ_{np} – длина прыжка в первом приближении, равная $(5{,}5 \div 6)h_2$.

Л.Л.Пааль [37], используя данные своих опытов и опытов Д.И.Кумина, вывел следующую эмпирическую формулу:

$$\bar{\alpha}_{0x} = 1 + 2000\left(\frac{s}{h_{кр}} + 20\right)^{-3}, \qquad (11)$$

где

$$s = \ell_x - \mathcal{L}_g, \qquad (12)$$

$$\mathcal{L}_g = 8{,}6\,(h_2 - h_1). \qquad (13)$$

Формула (11) рекомендуется для случаев, когда $\frac{s}{h_{кр}} \geq 4{,}5$.

В.В.Баронин провел [3] большое количество опытов с гасителями энергии в виде шашек и водобойных стенок. Он предложил такую эмпирическую зависимость для определения $\bar{\alpha}_{ox}$:

$$\frac{\bar{\alpha}_{ox}}{\xi_2} = \left[\frac{0{,}004(F_{r_1}-8)}{\frac{\ell_x - \ell_2}{h_{кр}}+1} + 0{,}8\frac{h_1}{\ell_2} + C \right] \frac{(1+0{,}05\delta)}{\sqrt[4]{\tau}}, \qquad (14)$$

где ℓ_2 – расстояние от сжатого сечения до гасителей или стенки;

$\delta = \frac{D}{h_1}$

D – высота стенки или гасителей;

$C \cong 0{,}55$ для шашек в шахматном порядке;

$C = 0{,}5$ для вертикальной стенки;

$\tau = \frac{h_2}{h_1}$ – коэффициент затопления прыжка;

F_{r_1} – число Фруда в сжатом сечении.

А.А.Кадыров [24] предложил зависимость, позволяющую определить суммарные потери избыточной энергии на послепрыжковом участке:

$$h_{wn} = \frac{h_1}{4\eta}(\eta+1)(\bar{\alpha}_n - 1) \qquad (15)$$

где $\bar{\alpha}_n$ – корректив кинетической энергии в концевом сечении гидравлического прыжка;

$$\eta = \frac{h_2}{h_1}$$

При выводе этой зависимости было принято $\bar{\alpha}_2 = 1{,}0$. В работе [24] приведены результаты подсчетов по формуле (15) для различных q ($q = 1 \div 30$ м^3/сек на 1М при $\eta = 2{,}6 \div 12{,}6$). Величины α_n подсчитаны по известной формуле Вызго-Машковича, полученной ими на основе опытных данных [6]:

$$\bar{\alpha}_n = 3\sqrt[3]{\eta} - 2 \qquad (16)$$

Данные были обработаны в виде графиков $h_{wn} = f(q,\eta)$ (рис.2), из которых видно, что потери энергии на после-

прыжковом участке при постоянном расходе и горизонтальном гладком креплении не зависят от η (точнее, при $\eta = 2{,}6 \div 12{,}6$, что соответствует диапазону числа Фруда от 5,4 до 80) и равны $0{,}25\, h_{кр}$, т.е.

$$h_{wn} = 0{,}25\, h_{кр} = const. \qquad (17)$$

Из зависимости (15) с учетом (17) легко можно получить формулу для определения корректива кинетической энергии в концевом сечении гидравлического прыжка:

$$\bar{\alpha}_n = 1 + \frac{1}{2}\xi_{z}^{2} \qquad (18)$$

В настоящее время мы не имеем экспериментальных данных для непосредственной проверки зависимости (18). Используя приближенную зависимость

$$\bar{\alpha} = 3\bar{\alpha}_0 - 2, \qquad (19)$$

можно косвенно проверить зависимость (18) через

$$\bar{\alpha}_{0n} = \frac{\bar{\alpha}_n + 2}{3} = 1 + \frac{1}{6}\xi_{z}^{2} \qquad (20)$$

На рис.3 [24, стр.263] приведена кривая, полученная по формуле (20), и опытные данные Д.И.Кумина [27] с коэффициентом затопления прыжка σ 1,0 – 1,07.

На основе уравнения Бернулли, написанного для сечений Х–Х и 2–2 (см.рис.1), А.А.Кадыровым [21] получена зависимость общего характера, позволяющая определить величину $\bar{\alpha}$ в любом сечении послепрыжкового участка:

$$\bar{\alpha}_x = \bar{\alpha}_2\left(1 + 2\xi_{z}^{2}\frac{h_{wx}}{h_{кр}}\right) \qquad (21)$$

Для концевого сечения прыжка $h_{wx} = h_{wn} = 0{,}25\, h_{кр}$; по аналогии с этим можно написать

$$h_{wx} = \alpha_x\, h_{кр}, \qquad (22)$$

где α_x – некоторое переменное число, зависящее от ℓ_x и ξ_z.

Учитывая характер изменения линии удельной кинетической энергии вдоль потока, α_x можно приближенно выразить через показательную функцию:

$$\alpha_x = 0{,}25^{y}, \qquad (23)$$

где y – некоторая функция, зависящая от тех же параметров, что и α_x.

Зависимость (21) окончательно можно представить в виде

$$\bar{\alpha}_x = \bar{\alpha}_2 (1 + 2\xi_2^2 \cdot 0{,}25^{y}). \qquad (24)$$

Аналогичная зависимость для корректива $\bar{\alpha}_0$ получена нами на основе уравнения количества движения [23]:

$$\bar{\alpha}_{0x} = \bar{\alpha}_{02}\left[1 + \frac{1}{2}\xi_2^3 \quad (1 - \beta_{0x})\right], \qquad (25)$$

где β_{0x} – корректив давления, учитывающий отличие распределения давления по глубине от гидростатического.

$$\beta_{0x} = \left(1 - \frac{1}{3\xi_2}\right) e^{-3{,}95(\lambda_n - 1)}, \qquad (26)$$

где $\lambda = \frac{l_x}{l_{np}}$; $\quad l_{np} \cong 6h_2$

Зависимость (26) справедлива при $l_x \geq l_{np}$, $F_r = 5 \div 30$ и $\tau = \frac{h_2}{h_2''} = (1 \div 1{,}05)$.

Зависимость (25) в несколько ином виде получена ранее Л.А.Машковичем [32]. Она представляет собой преобразованное уравнение количества движения, написанное для сечений Х-Х и 2-2.

Практический интерес для нас представляют графики М.Д.Чертоусова [54] ( ), рис.6,II), служащие для определения корректива $\bar{\alpha}$ на послепрыжковом участке. При построении графиков он пользовался указанной выше формулой Вызго-Машковича для определения $\bar{\alpha}_n$ в

концевом сечении прыжка и опытными данными Д.И.Кумина. За концевое сечение прыжка им принято расстояние, равное $\frac{l_x}{h_2} = 5{,}2$ от начала прыжка. При $\frac{l_x}{h_2} = 21$ для всех значений η корректив $\bar{\alpha}_x$ принят равным I,I.

На основе своих опытных данных, используя расчетную зависимость М.С.Вызго [9]

$$t = \alpha_t^{0,25} \cdot h_2 \cong \alpha_{кк}^{0,25} \cdot h_2 , \qquad (27)$$

Н.Н.Сурова [47] показала, что с ростом длины крепления величина корректива живой силы убывает по некоторой кривой. На основе ее данных и данных Д.И.Кумина [26], полученных в условиях неразмываемого русла, она построила некоторую универсальную кривую в координатных осях α_t и $\frac{l_{кр} - l_{вал}}{h_2}$.

Разброс точек вокруг кривой как для случая с размываемым руслом, так и с неразмываемым дном одинаковый. В данном случае вместо одной универсальной кривой должно быть семейство кривых в зависимости от $\eta = \frac{h_2}{h_1}$ или $\xi_2 = \frac{h_2}{h_{кр}}$, как это показали М.Д.Чертоусов [54] и М.С.Вызго [12]. Ограниченное количество опытных данных, неточность принятой методики измерений и другие причины, по-видимому, обусловили разброс опытных точек и смазывание истинного характера кривых. Но общая закономерность изменения α_t и ее сходство с характером изменения глубины размыва t в зависимости от $l_{кр}$ установлены правильно.

Следует подчеркнуть, что в большинстве работ, посвященных коррективам α и α_0, мало фактического материала. Для накопления экспериментальных данных, необходимых при изучении коррективов α и α_0, следует усовершенствовать существующие и создать новые приборы, позволяющие фиксировать мгновенные скорости в заданных точках по времени без существенного нарушения структуры

потока, а также счетно-решающие устройства (анализаторы) и приборы для обработки полученных данных.

На основе экспериментального изучения структуры потока за донным гидравлическим прыжком при изменении параметра кинетичности $F_{r_1} = 5 \div 30$ в сжатом сечении Д.И.Кумин [28] получил / / эмпирическую формулу, выражающую затухание турбулентности потока по длине:

$$M_x = \frac{4,55}{\frac{\ell_x}{h_2} - \left[1,69\sqrt{\eta - 4} - 0,195(\eta - 4)\right]} \qquad (28)$$

где $$M_x = \frac{\Delta U'_{xm}}{\bar{U}_x};$$

$\bar{U}_{xm}$ – максимальная пульсационная скорость (другие условные обозначения см.на рис.I).

Параметр M_x учитывает только пульсацию скоростей в сечении и не учитывает неравномерность распределения скоростей.

Затухание повышенной турбулентности за донными и поверхностными затопленными прыжками экспериментально изучал и В.А.Базилевич [2]. При постановке экспериментов он исходил из предположения И.Л.Розовского, что закон затухания повышенной турбулентности сходен с законом затухания изотропной турбулентности на начальной стадии ее вырождения.

Теоретически и экспериментально установлено, что вырождение изотропной турбулентности на начальном участке может быть выражено зависимостью (для случая турбулентности, созданной при помощи решетки):

$$\left(\frac{\sigma_x}{\bar{U}_x}\right)^2 = \frac{1}{c\left[\frac{x}{M} - \left(\frac{x}{M}\right)_0\right]}, \qquad (29)$$

где $\bar{U}_x$ – осредненная по времени продольная составляющая скорости;

σ_x – среднеквадратичная величина продольного компонента пульсации скорости;

X_1 – расстояние от решетки до рассматриваемого сечения;

M – размер ячейки решетки;

C – коэффициент пропорциональности, зависящей от геометрии решетки;

$\left(\frac{X_1}{M}\right)_0$ – расстояние от решетки до воображаемого начала координат, $\approx$ 10 ÷ 15.

Для проверки вышеуказанного предположения В.А.Базилевич использовал свои данные измерения скоростей в нижних бьефах моделей водосливных плотин с помощью однокомпонентных электротензометрических датчиков скорости. Скорости записывались в течение 30–60 сек. осциллографом М ПО–2. Приемные пластинки датчиков имели диаметр 3–5 мм. Датчики тарировались статическим методом в тарировочном конфузоре. В качестве максимальных (актуальных) скоростей в каждой точке потока принимались значения продольной составляющей мгновенной скорости 1%-ной обеспеченности. Значения осредненных скоростей в тех же точках определялись с помощью трубок Пито с наружными диаметрами 3 ÷ 5 мм. В результате анализа своих данных Базилевич приходит к выводу, что значения

$$\Delta v_x' = v_{xm}' - \bar{v}_x$$

имеют погрешность не более 10% и поэтому могут быть использованы для приближенных расчетов.

В.А.Базилевич установил, что затухание повышенной турбулентности в нижнем бьефе водосливных плотин для всех исследованных режимов сопряжения (донный затопленный прыжок, поверхностный затопленный прыжок за зубчатым порогом Ребока) может быть выражено зависимостью

$$\frac{\Delta \bar{v}_{xm}}{\bar{v}_x} = \frac{A}{\sqrt{\frac{e}{p}}} \qquad (30)$$

где $\ell = \ell_x - \ell_{вал}$;

P – высота водосливной плотины;

A – коэффициент пропорциональности.

Далее, уровень средних по глубине продольных пульсаций в равномерном потоке (относительная шероховатость дна которого равна шероховатости дна нижнего бьефа на модели) определяется

$$\left(\frac{\Delta\bar{U}'_{xm}}{\bar{U}_x}\right)_{равн} = 0{,}24 \quad . \qquad (31)$$

На рис.7 приводится график с опытными точками, полученными В.А.Базилевичем для случая донного и поверхностного затопленных прыжков (относительные расстояния $\frac{L_1}{P}$ пересчитаны на $\frac{L_1}{h_2}$).

Как видно из рис.7, в точках потока, наиболее удаленных от плотины, значение $\frac{\Delta\bar{U}'_{xm}}{\bar{U}_x}$ приближается к 0,24, т.е. к случаю равномерных потоков. Характер опытной кривой показывает, что затухание осредненных по глубине максимальных продольных составляющих пульсации скорости на послеводоворотном участке в нижнем бьефе действительно аналогично затуханию изотропной турбулентности на начальной стадии ее вырождения.

Как отмечает В.А.Базилевич, независимо от размеров вальцов, их количества и расположения по глубине потока относительная интенсивность турбулентности в конце водоворотной области при отсутствии гасителей $\frac{\Delta\bar{U}'_{xm}}{\bar{U}_x} = 1{,}5$, коэффициент пропорциональности $A = 1{,}5$ и длина участка затухания $\mathcal{L} = 39P$ оказались постоянными величинами. При установке на водобое зубчатого порога значения $\frac{\Delta\bar{U}'_{xm}}{\bar{U}_x}$, A и $\mathcal{L}_з$ в значительной степени зависят от длины донного вальца за порогом $\mathcal{L}_{g.в.}$. При $\mathcal{L} \geq 14{,}5\ C$ (C – высота зубчатого порога) указанные параметры имеют те же значения, что и в случае затопленных прыжков без гасителей.

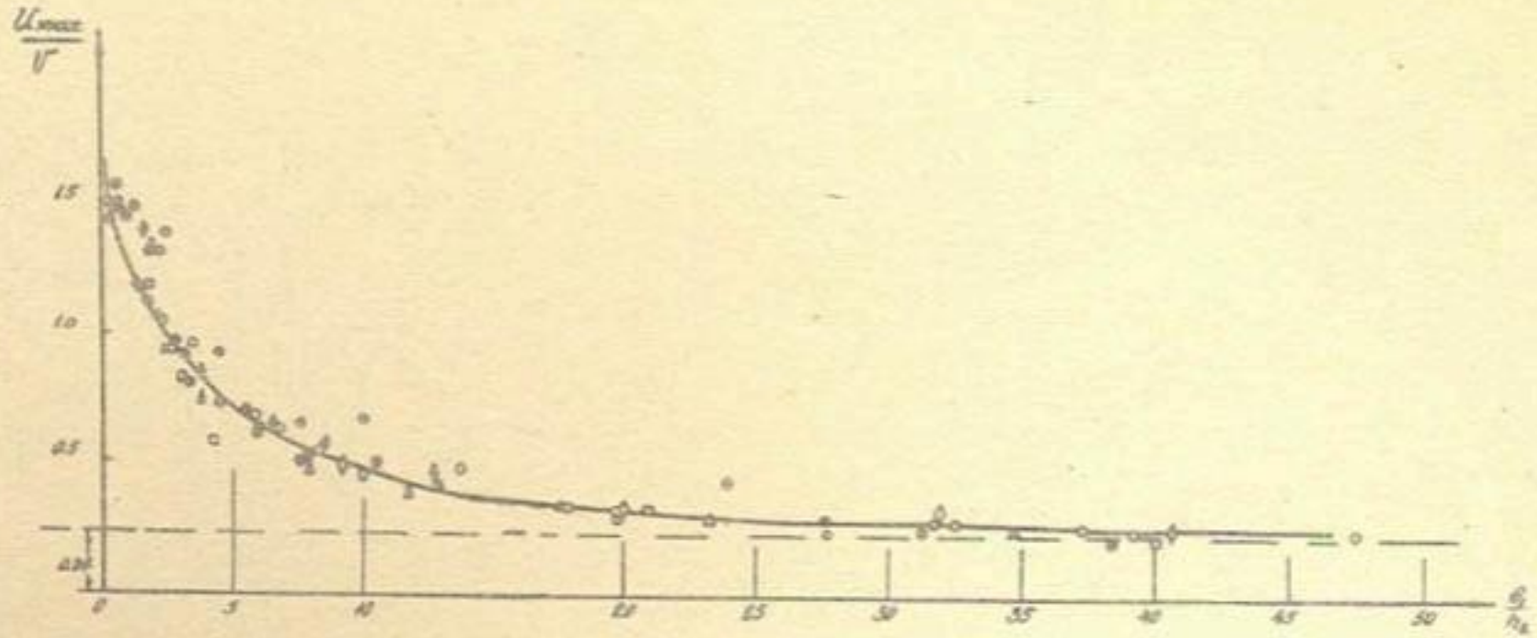


Рис.7. Затухание повышенной турбулентности за донными и поверхностными затопленными прыжками (относительные расстояния с $\frac{l_1}{p}$ пересчитаны на $\frac{l_1}{h_2}$).

Кинематические и динамические характеристики потока на участке сопряжения бьефов экспериментально изучал и М.С.Фомичев [51]. Опыты проводились на трех моделях водосливной плотины практического профиля разных масштабов. Параметры опытов сведены в табл.I. Скоростное поле фиксировалось киноаппаратом КС-50 и фотоаппаратом "Киев". Пульсация гидродинамического давления измерялась при помощи электрического емкостного датчика давления путем записи с помощью осциллографа. Здесь приведем только вывод М.С.Фомичева о том, что явления пульсации скорости и пульсации давления имеют единую закономерность изменения вдоль потока на участке сопряжения бьефов. Такой вывод вытекает из рис.8, на котором приведены экспериментальные кривые зависимостей $\frac{2gH'}{v_{сж}^2} = f\left(\frac{l_x}{P}\right)$ и $\frac{2\bar{v}_y'}{v_{сж}} = f\left(\frac{l_x}{P}\right)$, заимствованные из работы [51]. М.С.Фомичев приводит ряд других кривых, построенных на основе опытных данных, показывающих изменение таких параметров, как $\frac{v_{пр}}{v_{сж}}$, $\frac{v_{обр}}{v_{сж}}$, $\frac{H'}{2}$, $\frac{Nh_2}{v_{сж}}$, в зависимости от относительной длины $\frac{l_x}{P}$ ($v_{пр}$ – максимальные значения горизонтальной составляющей скорости в транзитной струе; $v_{обр}$ – то же обратных токов в зоне вальца; H' – размах или двойная амплитуда гидродинамического давления, N – частота пульсации). Качественно все зависимости между перечисленными параметрами и относительной протяженностью $\frac{l_x}{P}$ сходны и напоминают график, приведенный на рис.8. Для нас представляет интерес выводы М.С.Фомичева, основанные на этих зависимостях:

I) относительная длина участка, на котором прекращается поступательно вращательное движение и обратное течение, определяется величиной $\mathcal{L} = 6P$;

2) несмотря на различие в масштабах потока, величина скорости изменяется по одной и той же закономер-

кости. Следовательно, все три масштаба потока (см.табл.I) кинематически подобны и подчиняются общему закону моделирования для средней скорости потока, т.е. закону Фруда;

3) пульсационные силы, возникающие в потоке непосредственно за водосливным профилем и на водобое плотины на участке $\mathcal{L} = 6P$, во всех трех рассмотренных случаях достигают 30-35% от перепада $\mathcal{H}$. На расстоянии от плотины 2,5P амплитуда и частота имеют максимальное значение; далее с уменьшением скоростной характеристики $\frac{v_{пр}}{v_{ск}}$ до 0,2 (это соответствует расстоянию $\mathcal{L} = 6P$) амплитуда и частота пульсации давления также уменьшаются до минимальных величин. Все это свидетельствует о закономерной связи между кинематическими и динамическими характеристиками потока.

Б.Г.Маллаев изучал затухание турбулентности потока на послепрыжковом участке при гладком дне и наличии искусственной зернистой шероховатости, полученной путем наклейки калиброванных частиц песка и гравия на металлические листы. Опыты ставились в лотке шириной 16,5 см и имели следующие параметры: $Q = 5$ л/сек, $P = 30$ см (высота плотины практического профиля), диаметры калиброванных частиц - 5,5, 12,0 и 17,5 мм.

В случае гладкого горизонтального дна прыжок поддерживался в надвинутом положении и вторая сопряженная глубина была равна 11,4 ÷ 11,5 см. В случае шероховатого дна вторая сопряженная глубина бывает меньше, чем в случае гладкого, и тем меньше, чем больше высота выступов (шероховатостей). Чтобы получить одинаковые глубины во всех опытах с шероховатым дном прыжок затапливался в зависимости от величины шероховатостей.

Актуальные скорости записывались с помощью микровертушки с диаметром крыльчатки 7 мм на осциллографичес-

Таблица I

Масштабы моделей	Q, л/сек	H + P	h_2	Z	C	$V_{сж}$, см/сек
I : I	I7,0	26,0	I7,0	9,0	20,0	I60,0
I : 2	3,0	I3,0	8,5	4,5	I0,0	II3,0
I : 5	0,3	5,2	3,4	I,8	4,0	72,0

кую ленту. При такой методике сглаживание актуальных скоростей равнялось 0,01 ÷ 0,03 сек, время записи на ленту I ÷ 0,5 мин. Следовательно, время осреднения скоростей также было I ÷ 0,5 мин.

Данные опытов в виде графиков приводятся на рис.9. По оси ординат отложены отношения для разных шероховатостей, измеренных в одних и тех же по глубине потока точках ($\bar{U}'_{xm}$ - актуальная или максимальная скорость в точке, определяемая из осциллограмм; $\bar{U}_x$ - осредненная по сечению потока скорость). На графиках показано затухание максимальных скоростей по длине послепрыжкового участка для трех точек: на глубине $\frac{y}{h_2}$ =0,87, 0,50 и 0,088.

На основании этих данных можно заключить, что закономерность затухания максимальных местных скоростей качественно одинакова для гладких и шероховатых русел (различие только количественное).

Естественно, что в случае шероховатого дна затухание максимальных скоростей происходит на более коротком участке, чем в случае гладкого или менее шероховатого дна.

Отношение $\frac{U'_{xm}}{\bar{U}_x}$ для средних и поверхностных точек потока в достаточном удалении от конца вальцовой зоны прыжка в случае гладкого дна стремится к величине I,25 (или $\frac{\bar{U}'_{xm}-\bar{U}_x}{\bar{U}_x}$ = 0,25), что согласуется с опытами В.А.Базилевича. Однако в случае шероховатого дна это отношение имеет тенденцию уменьшаться по мере увеличения степени шероховатости. По опытам отношение $\frac{\bar{U}'_{xm}}{\bar{U}_x}$ для точек у дна меньше I,25. Это, по-видимому, объясняется несовершенством измерительного прибора (микровертушка с диаметром крыльчатки 7 мм). Этот вопрос требует тщательного изучения. Затухание избыточной турбулентности (любой равномерный поток имеет определенную турбулентность), по опы-

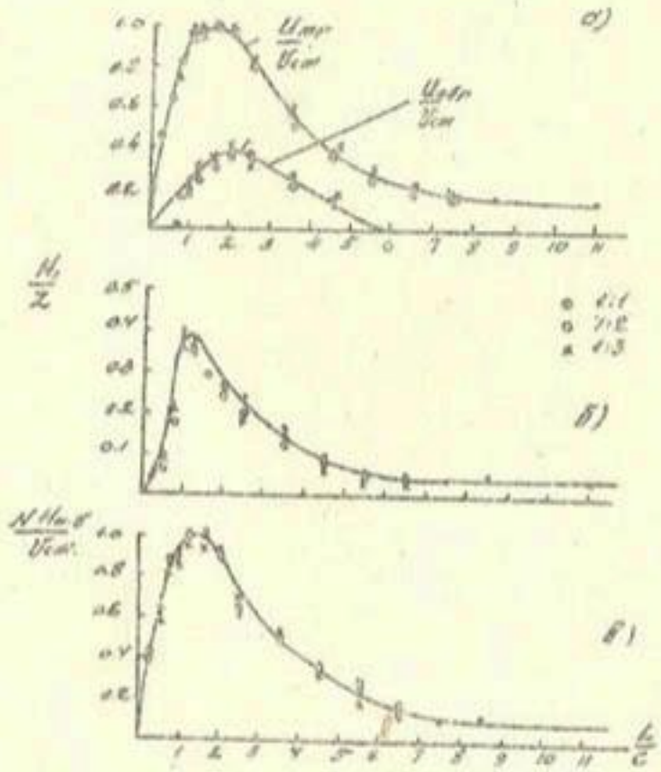


Рис.8. Кривые изменения вдоль потока
а) скорости в транзитной струе, обратном течении,
б) амплитуды и частоты (в) пульсации гидродинамического давления.

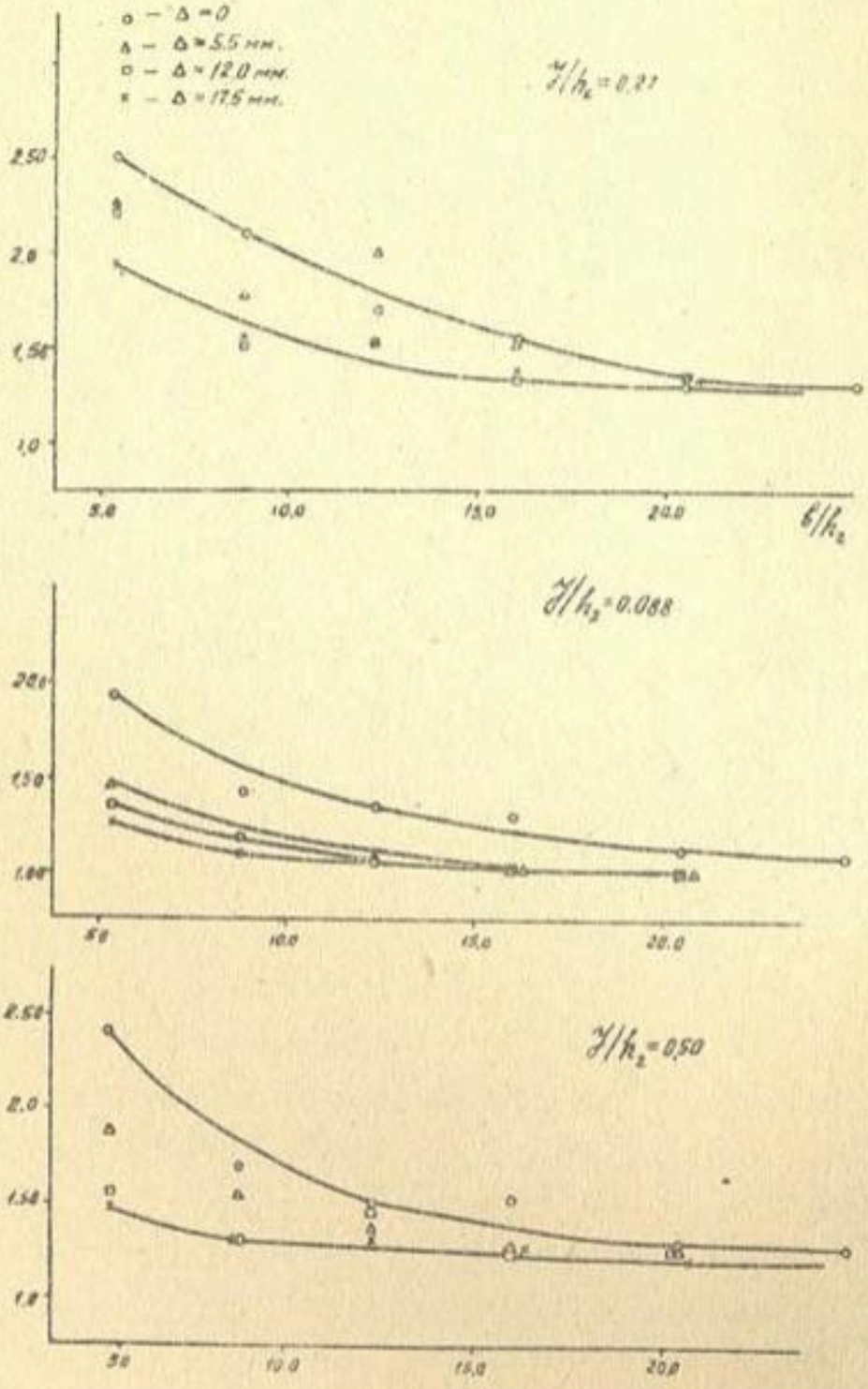

○ – Δ = 0
△ – Δ = 5,5 мм.
□ – Δ = 12,0 мм.
× – Δ = 17,5 мм.
$\mathcal{Y}/h_2 = 0,21$
2,50
2,0
1,50
1,0
5,0
10,0
15,0
20,0
$\mathcal{B}/h_2$
$\mathcal{Y}/h_2 = 0,088$
2,50
2,0
1,50
1,00
5,0
10,0
15,0
20,0
$\mathcal{Y}/h_2 = 0,50$
2,50
2,0
1,50
1,0
5,0
10,0
15,0
20,0

Рис. 9.

там Б.Г.Маллаева, происходит на участке порядка $25\,h_2$.

Пульсацию гидродинамических нагрузок на крепление нижнего бьефа водосливных плотин экспериментально изучали Н.А.Преображенский [38], Г.А.Юдицкий [55], М.С.Фомичев [52] и др.

Г.А.Юдицкий [55] отмечает, что характеристики пульсации гидродинамической нагрузки на крепление нижнего бьефа являются сложными функциями ряда гидравлических и конструктивных параметров водосбросного сооружения. Характер угасания пульсации нагрузок (гидродинамического давления) вдоль потока в зависимости от размера плит крепления на различных участках гидравлического прыжка и за ним показан на рис.10. Эти графики получены для $\frac{P+H}{h_{кр}}=5$ и $h_6=h_2$ (A^* – размах пульсации нагрузки на плиту).

Как видно из графиков, максимальная пульсация гидродинамической нагрузки бывает только в отдельных точках крепления. Если осреднить по площади величины пульсационных гидродинамических сил, то отношение $\frac{A^*}{h_{кр}}$ значительно уменьшается. При размере плит $\ell_{пр}^2$ $(0,4 \times 0,4)$ размах пульсации нагрузки на водобой в створе наибольших колебаний равен $0,3\,h_{кр}$. Створ наибольшей пульсации располагается от сжатого сечения на расстоянии примерно $0,2\,\ell_{пр}$ или $\sim 2,5\,h_2$. Далее происходит интенсивное затухание пульсационной нагрузки до створа на конце гидравлического прыжка. За пределами гидравлического прыжка пульсация гидродинамической нагрузки незначительно отличается от пульсации в случае равномерных потоков. На расстоянии $2,6\,\ell_{пр}$ $A^*=0,1\,h_{кр}$, эта величина примерно одинакова как для отдельной точки, так и для целой плиты больших размеров.

Обработав свои экспериментальные данные, Н.А.Преображенский [38] дает зависимость для определения амплитуды пульсационного давления в любом сечении в пределах участ-

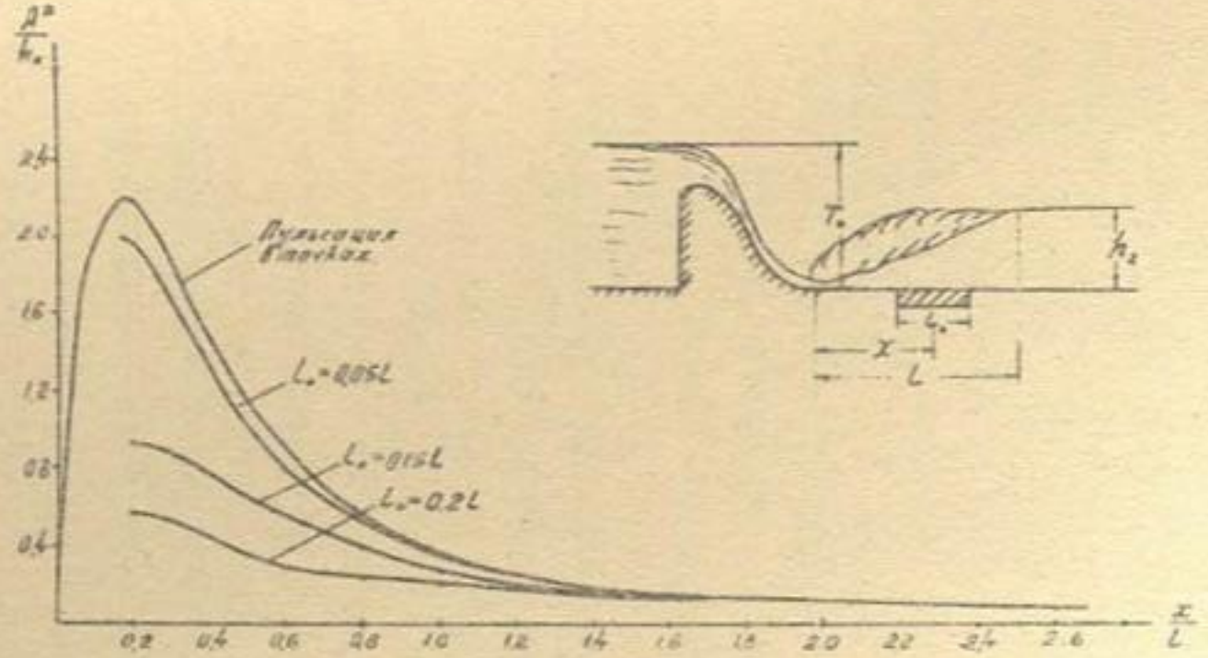


Рис.10. Зависимости $\frac{A^0}{h_к} = f\left(\frac{x}{L}\right)$ для различных размеров плит при $\frac{T_0}{h_к} = 5$ и $h = h_2$

ка гашения энергии:

$$h_p = 2h_{v_1}\left(\frac{h_{кр}}{\ell_x}\right)^{1,34} \qquad (32)$$

где h_{v_1} – удельная кинетическая энергия непосредственно перед прыжком.

В свете изложенного выше научный и практический интерес представляет установление протяженности всего участка сопряжения бьефов, включающих зону гидравлического прыжка и так называемый послепрыжковый участок, который характеризуется повышенной турбулентностью потока по сравнению с тем же потоком в бытовых условиях. Хотя этим вопросам посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, однако до сих пор среди исследователей нет единого мнения о способе нахождения концевого сечения прыжка. Так, для определения длины прыжка предложено около 70 расчетных формул. Расчеты по разным формулам дают результаты, отличающиеся друг от друга иногда кратно. Еще меньшая определенность существует в установлении послепрыжкового участка. Мы приведем только наиболее употребительные расчетные формулы для определения длины прыжка и предложении разных авторов для определения длины послепрыжкового участка.

Для определения длины прыжка часто применяются формулы:

1) акад. Н.Н.Павловского:

$$\ell_n = \frac{1}{2}\left[4,5h_2 + 2,5(h_2 - h_1)\right]; \qquad (33)$$

2) проф. М.Д.Чертоусова

$$\ell_n = 10,3\,h_1\left(\sqrt{F_{r_1}} - 1\right)^{0,81}; \qquad (34)$$

3) формулы типа

$$\left.\begin{aligned} \ell_n &= m_1(h_2 - h_1) \\ \ell_n &= m_2 h_2 \end{aligned}\right\} \qquad (35)$$

Например, Д.И.Кумин рекомендует m, принимать равным 5,6; Сафранец $-m_2=4,5$; М.С.Вызго - $m_2=6$ и т.д.

На основе экспериментов американских исследователей Бродлей и Петерка А.А.Кадыровым [21] получена зависимость

$$\ell_n = 7\,\frac{h_2}{n_o}, \tag{36}$$

где

$$n_o = f(\eta). \tag{37}$$

Для $7 \leq \frac{h_2}{h_1} \leq 15$ $n_o \cong 1,15$, поэтому в указанных условиях

$$\ell_n = \frac{7}{1,15}\,h_2 \cong 6h_2 \tag{38}$$

Прежде чем перейти к вопросу о нахождении длины послепрыжкового участка, укажем, что последний составляет часть участка гашения $\mathcal{L}_2$. В общем виде можно записать

$$\mathcal{L}_2 = \ell_n + \ell_{nn} \tag{39}$$

За пределами участка гашения поток в отношении скоростного режима обладает теми же свойствами, что и равномерный турбулентный поток.

Формула М.С.Вызго:

$$\ell_{nn} = \frac{0,4}{n}\cdot h_2, \tag{40}$$

где n - коэффициент шероховатости. Для бетонированного русла с $n = 0,014$ формула (40) дает

$$\ell_{nn} = 28,6\,h_2$$

М.Д.Чертоусов предлагает определять ℓ_{nn} из соотношения

$$\ell_{nn} = (2,5 \div 3,0)\,\ell_n \tag{41}$$

По опытам длина участка гашения мало зависит от параметра кинетичности. Поэтому для средних условий из его

данных следует

$$\ell_{пп} = 32{,}5\, h_2 - \ell_n \qquad (42)$$

Если принять $\ell_n = 6\, h_2$, то

$$\ell_{пп} = 26{,}5\, h_2 .$$

На основе своих опытов В.А.Базилевич [2] длину участка затухания определил равной

$$\ell_{пп} = 39P , \qquad (43)$$

где P – высота плотины.

По мнению М.С.Фомичева [52], на расстоянии $\ell_{пп} = 15P$ турбулентность потока можно считать нормальной, соответствующей равномерным потокам.

Длину $\ell_{пп}$ можно определить и из формулы (35), предложенной Д.И.Куминым для определения параметров турбулентности $M_x = \frac{\Delta U'_{отн}}{U_x}$.

Как видно из приведенных формул и соотношений, существует большая разница между рекомендациями разных авторов. Несмотря на обилие экспериментального материала и теоретических проработок, вопросы о длине гашения в целом, длине прыжка и послепрыжкового участка в отдельности методически проработаны недостаточно. Причина этого заключается, во-первых, в том, что до сих пор не разработана общепринятая теория гидравлического прыжка; во-вторых, отсутствуют методика и специальные измерительные приборы, позволяющие фиксировать скоростное поле потока во времени и пространстве в условиях нижних бьефов. Поэтому нужно в методических целях осторожно пользоваться рекомендациями относительно длины прыжка, протяженности участка затухания турбулентности и т.д.

К ВОПРОСУ РАСТЕКАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Исследованиями ряда авторов /18,34,39,40,49 и др./ доказана принципиальная возможность использования теории растекания струй в ограниченном пространстве для решения некоторых задач гидравлики нижних бьефов.

Изложим результаты некоторых авторов, в которых в той или иной степени использована теория турбулентных струй.

Представляет интерес закон изменения осевой скорости затопленной турбулентной струи. На основном участке изменение осевой скорости для плоской затопленной струи выражается /1/

$$u_m = \frac{n}{\sqrt{x}}, \qquad (44)$$

для затопленной струи круглого сечения –

$$u_m = \frac{const}{x}, \qquad (45)$$

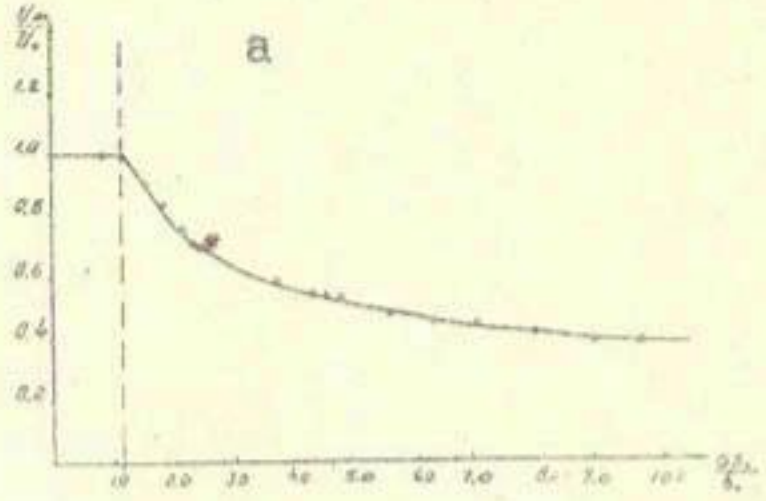
на основе теоретических выкладок для плоской струи получено

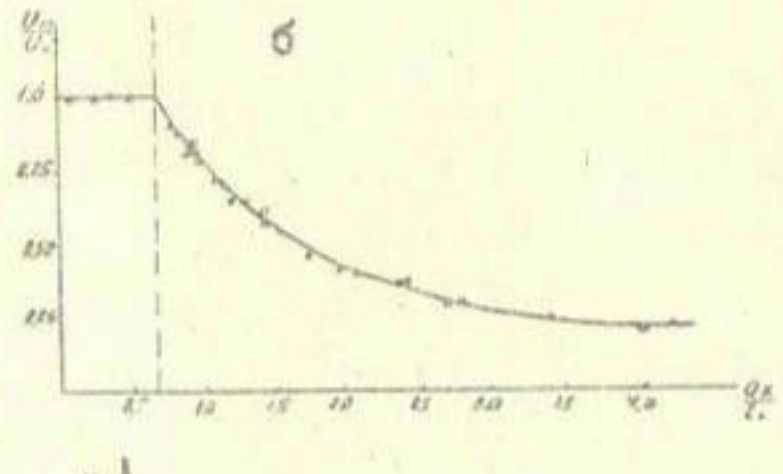
$$\frac{u_m}{u_o} = \frac{1,2}{\sqrt{\frac{ax}{b_o}}}; \qquad (46)$$

для струи круглого сечения –

$$\frac{u_m}{u_o} = \frac{0,96}{\frac{ax}{R_o}}. \qquad (47)$$

На рис.II приводятся теоретические кривые, построенные по уравнениям (46) и (47), и опытные данные ряда авторов. Эти уравнения получены в предположении, что растекание затопленной струи происходит в неограниченном пространстве. Однако эксперименты показали, что в условиях растекания струи в ограниченном пространстве закон изменения осевой скорости остается аналогичным. На рис.II приводится кривая изменения осевой скорости





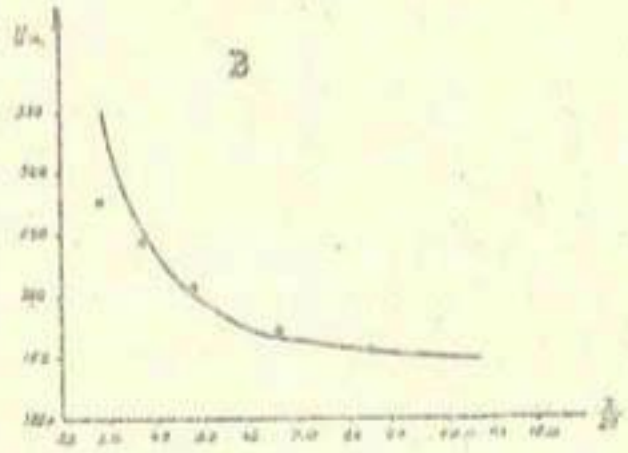


Рис. II.

а – Изменение скорости по оси плоской струи: ○ – по опытам Фертмана, △ – Проскуры, ● – Туркса, — — по теории;

б – изменение осевой скорости в струе круглого сечения: ▲ – по опытам Геттингенской лаборатории, △ – Цимми, ◉ – Трюкеля, ○ – Туркса, □ – Сыркина, — — по теории;

в – изменение скорости по оси сечения по длине смесительной камеры.

по длине смесительной камеры низконапорного эжектора (скорость истечения из сопла 355 м/сек; коэффициент эжекции $n_э = 2{,}85$; R – радиус смесительной камеры; z – радиус сопла; $\alpha_э$ – геометрический параметр эжекции).

Опытные точки хорошо легли на расчетную кривую, за исключением одной, относящейся к створу, расположенному недалеко от выходного сечения сопла. Характер кривых на рис.II качественно сходен, что свидетельствует о наличии общности действующих законов турбулентного перемешивания при растекании струи в ограниченном и неограниченном пространстве.

Распределение скоростей и давлений в растекающейся осесимметричной затопленной струе экспериментально изучал В.Б.Осипов (см. работу I2).

Изменение максимальной осевой скорости вдоль вертикальной струи (сверху вниз) В.Б.Осипов выразил зависимостью

$$\frac{u_m}{u_o} = 2{,}65\left(\frac{d_o}{x}\right)^{0{,}84}. \qquad (48)$$

Для аналогичных условий Г.Н.Абрамович [I] получил зависимость

$$\frac{u_m}{u_o} = \frac{0{,}48}{0{,}076\,\frac{x}{d_o} + 0{,}145}. \qquad (49)$$

Зависимость Н.И.Теперина [49] –

$$\frac{u_m}{u_o} = \sqrt[1{,}2]{\frac{4{,}65\,d_o}{x}}. \qquad (50)$$

Растекание отброшенной с носка плотины или консольного сброса струи в пределах ямы местного размыва экспериментально изучал М.А.Михалев [34]. Затухание осевой скорости он выразил через такую зависимость

$$\frac{u_m}{u_o} = \frac{1}{0{,}1\,\frac{x}{b_o} + 0{,}99} \qquad (5I)$$

Для осевой скорости растекания плоской аэрированной струи Е.В.Плетнева [40] нашла зависимость

$$\frac{u_m}{u_o} = \frac{6}{A\,\frac{x}{\Delta} + 4}, \qquad (52)$$

где

$$A = \left(\frac{U_o}{\sqrt{g \cdot \Delta}}\right)^{-0,2};$$

A – параметр, учитывающий аэрацию струи;

Δ – толщина струи в месте входа ее в водяную подушку.

На рис.12 приводятся схема экспериментальной установки и графики сравнения расчетных и опытных данных Н.Ф.Сальниковой /42/, заимствованные из книги М.С.Вэзго /12/. На схеме пунктиром показан "передвижной пол", т.е. пластинка размером 40х60 см с 26 отверстиями для пьезометров с $d = 1,0$ см. Толщина плоской струи в месте падения менялась в пределах $\Delta = 0,5 \div 2,83$ см, $U_o = 4$ м/сек. На рис.12б показан результат измерения избыточного давления $(P - t)$ в месте падения струи; точки на графике обозначают глубину растекания струи t_o, вычисленную по формуле А.Н.Патрашева /39/.

На графике сравнивается избыточное давление $P-t$ со скоростным напором $\frac{U_m^2}{2g}$ (U_m – максимальная скорость по замерам трубкой Пито при $Q = 18$ л/сек.).

Изменение избыточного давления вдоль оси осесимметричной затопленной струи В.Б.Осипов выразил через эмпирическую зависимость

$$P_x = \gamma \frac{U_o^2}{2g} \cdot e^{0,294 - 1,12\frac{x}{d_o} - n\beta^c}, \qquad (53)$$

где n и c – опытные параметры, определяемые из приближенных зависимостей

$$\left.\begin{aligned} n &= 2,45 \cdot e^{-0,1\frac{x}{d_o}} \\ c &= 2,32 - 0,49 \lg \frac{x}{d_o} \end{aligned}\right\} \qquad (54)$$

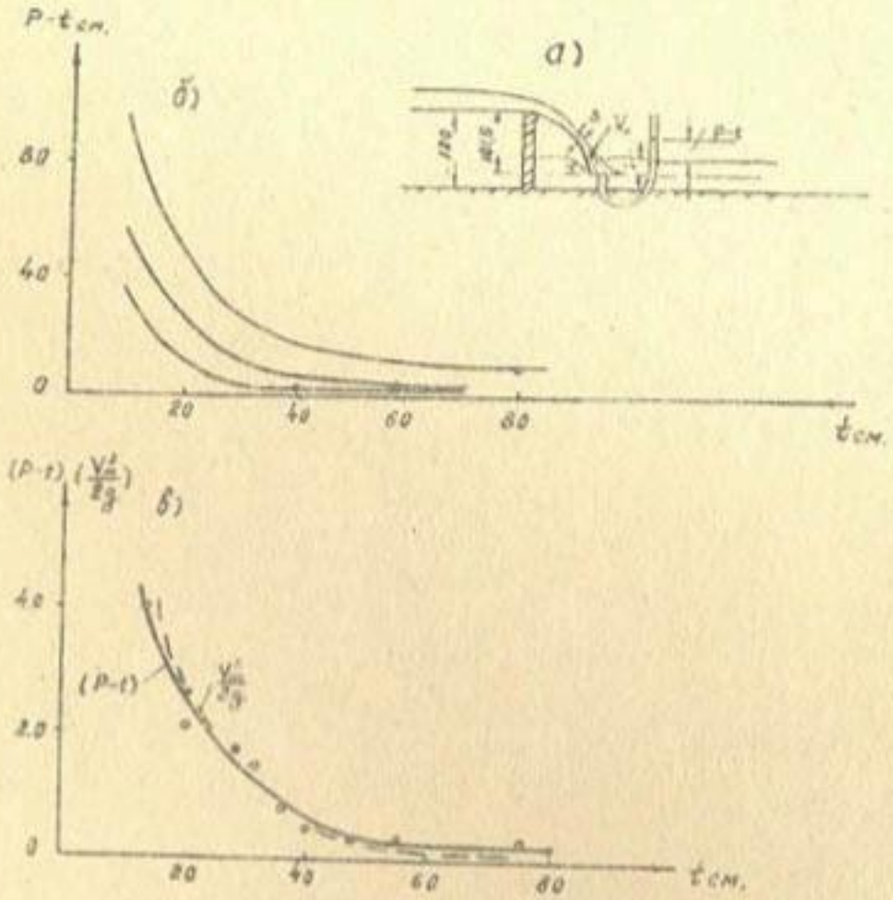


Рис.I2. Опыты Н.Ф.Сальниковой из [I2]

а) схема установки, пунктиром показан "передвижной пол" с отверстиями для пьезометров (d =I см). Толщина плоской струи в месте падения менялась от Δ =0,5÷2,83 см или скорости U_0 = 4 м/сек;

б) результат измерения избыточного давления в месте падения струи, точками показаны глубины расстояния, t_0;

в) результаты сравнения P с $\frac{U_m^2}{2g}$, U_m – максимальная предельная скорость при Q =I8 л/сек. Наименьшая пульсация; P=0,5÷I,0 см при наибольшей глубине t =60÷70 см.

d_0 – диаметр сопла;

x – расстояние от сопла до рассматриваемого сечения;

$\beta = \frac{s}{d_0}$ – относительное расстояние точки на диске (пластинке) от оси струи.

Из изложенного выше можно сделать ряд принципиальных выводов, что даст возможность составить формулу применительно к условиям расчетной схемы, изображенной на рис.Iа,б. Следует добавить, что длина крепления может меняться от 0 (т.е. крепление за плотиной или щитовым отверстием совершенно отсутствует, что имеет чисто методическое значение) до значения $(l_{кр})_{max}$, за которым местный размыв практически отсутствует. Методически целесообразно задачу упростить. Так, считается, что на участке крепления отсутствуют гасители любых типов и конструкций, прыжок поддерживается в надвинутом или слегка затопленном положении. Степень затопления прыжка равна I–I,IO. Размываемый за креплением материал русла представляет собой несвязный грунт зернистого сложения (песок, гравий). Рассматривается плоский поток без образования местных водоворотов и сбоя течения. Считается, что местный размыв почти полностью стабилизировался и дальнейшее углубление ямы размыва при постоянстве исходных параметров практически исключается.

Все эти упрощения и ограничения к расчетной схеме обусловливаются сложностью рассматриваемой задачи, а также большим количеством исходных параметров, входящих в эту схему. Когда будет подобрана удовлетворительная расчетная зависимость для упрощенной схемы, появится возможность вводить в нее те или иные усложняющие дополнения (гасители различных типов, затопление прыжка, связный грунт и т.д.) и на основе опытов внести соответствующие поправ-

ки в первоначальную расчетную зависимость. Такой путь решения задачи, на наш взгляд, будет методически правильным.

Итак, какие же принципиальные выводы и заключения можно сделать из трех групп работ, рассмотренных выше?

I. Первое, что бросается в глаза, это - сходство законов изменения (см.рис.7,8,9,I0,II) таких параметров, как α_x, α_{ox}, $M_x = \frac{v_{xm}}{v_x}$, или $\Delta v'_x$, P_x или $\frac{A^*}{h_{кр}}$, t или $K = \frac{t}{h_5}$ вдоль пути на послепрыжковом участке. С другой стороны, по аналогичному закону происходит изменение осевой скорости и осевого давления затопленных плоских или круглых струй, растекающихся в спутном потоке или в неподвижной струе той же жидкости, в ограниченном или неограниченном пространствах, на основном участке растекания. Все это свидетельствует о качественном сходстве между закономерностями изменения указанных выше параметров и характеристик вдоль пути на послепрыжковом участке и растекания струи в ограниченном или неограниченном пространстве. Это подтверждает и структура уравнений, выражающих изменения сопоставляемых параметров вдоль пути.

Все расчетные формулы и зависимости, сведенные в табл.2, можно объединить в две группы (не зависимо от того, относятся ли они к послепрыжковому участку или к случаю растекания струи в ограниченном и неограниченном пространствах) и записать в общем виде

$$y = \frac{A_1}{B_1 x^{n_1} + C_1}, \qquad (55)$$

где y - искомый параметр;

x - переменная величина, в наших обозначениях ℓ_x или $\lambda_x = \frac{\ell_x}{h_2}$;

A_1, B_1, C_1 и n_1 – коэффициенты или опытные параметры;
или

$$y = \frac{A_2}{B_2 n_2^x + C_2}, \qquad (56)$$

A_2, B_2, C_2 и n_2 – коэффициенты или опытные параметры.

При положительных x и величинах коэффициентов, когда правая сторона уравнений не приобретает отрицательных значений, как (55), так и (56) представляют собой функции, монотонно убывающие вдоль оси ox и асимптотически приближающиеся к определенному значению y_0. Графическое изображение функций показано на рис.13.

Как видно из рисунка, уравнения (55) и (56) при соответствующем подборе коэффициентов хорошо могут апроксировать закономерности изменения параметров $\bar{a}_x$, $\bar{a}_{ox}$, M_x, P_x или $\frac{A^*}{h_{кр}}$, а также осевой скорости и осевого давления вдоль пути растекания. Независимо от того, каким путем получены расчетные формулы разных исследователей, они качественно сходны и относятся к одному из указанных типов уравнений.

Классическая теория растекания струи дает уравнения типа (55), встречаются и уравнения типа (56) (см. формулу В.Б.Осипова, выражающую изменение осевого давления вдоль струи). Эмпирические уравнения Д.И.Кумина, Л.Л.Пааля, В.В.Баронина также относятся к типу (55), а уравнения А.А.Кадырова с эмпирическими параметрами α_x и β_x – к типу (56).

Таким образом, подбирая соответствующие коэффициенты на основе экспериментов, можно удовлетворительно апроксировать изменение любого из указанных выше расчетных параметров вдоль послепрыжкового участка с помощью зависимостей типа (55) или (56).

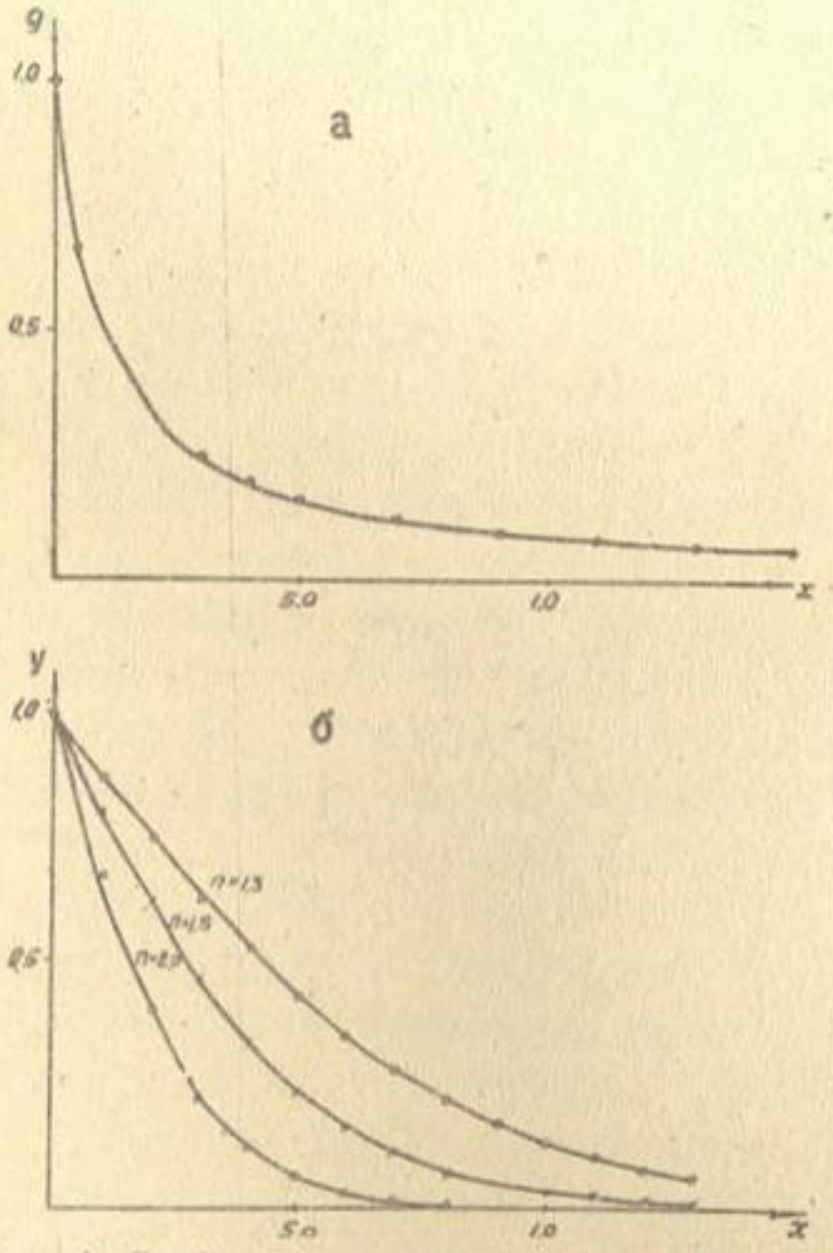


Рис.18. а) Графическое изображение функции

$$y = \frac{A_1}{B_1 X_1 + C_1}$$ при $A_1 B_1$ и $C_1 = I$ и $П = I$;

б) Графическое изображение функции

$$y = \frac{A_2}{B_2 П_2^{x} + C_2}$$ при $A_2 = 2$, $B_2 \ell_2 = I$,

$П = I,3;\ I,5;\ 2,0$

2. Если изменение двух величин выражается однотипной зависимостью

$$y_1 = \frac{A_1}{B_1 x + C_1}, \tag{57}$$

$$y_2 = \frac{A_2}{B_2 x + C_2} \tag{58}$$

(для упрощения принято $n_1 = n_2 = 1$), то между y_1 и y_2 существует определенная взаимосвязь, поэтому одну искомую величину можно выразить через другую, т.е. y_1 через y_2 или наоборот. Например,

$$y_2 = \frac{A_2}{\frac{B_2}{B_1}\cdot\frac{A_1}{y_1} - \frac{B_2}{B_1}\cdot C_1 + C_2} \tag{59}$$

или

$$y_2 = \frac{A_0 y_1}{B_0 + y_1 C_0}, \tag{60}$$

где $A_0 = A_2$, $B_0 = \frac{A_1 B_2}{B_1}$ и $C_0 = C_2 - \frac{C_1 B_2}{B_1}$.

Существует функциональная связь между параметрами $\bar{\alpha}_x$, $\bar{\alpha}_{ox}$, M_x, P_x или $\frac{A^*}{h_{кр}}$, $\frac{\Delta U_x'}{U_x}$ и т.д., и вполне закономерно, если одни величины будут выражены через другие при соответствующем подборе коэффициентов A_0, B_0 и C_0. Зависимость коррективов $\bar{\alpha}$ и $\bar{\alpha}_0$ от величины пульсации скоростей (или параметра турбулентности), давления от скорости и ее пульсации и т.д. вытекает из природы основных уравнений или теорем гидродинамики; принципиальную возможность выражения t или $K = \frac{t}{h\delta}$ через корректив $\bar{\alpha}$ показал М.С.Вызго [9].

Аналогично любой из названных расчетных параметров может быть выражен через другой, но при этом опытные коэффициенты каждый раз будут другими.

Все это дает возможность предсказать в некоторых случаях характер изменения тех или иных параметров или характеристик потока вдоль послепрыжкового участка.

Участок сопряжения бьефов сооружений с горизонтальным креплением, в пределах которого поток из бурного состояния с глубиной $h_1 < h_{кр}$ переходит в спокойное с глубиной $h_2 > h_{кр}$, с полным основанием можно отнести к участку, где происходит растекание, но в пространстве, ограниченном конструкцией сооружения и конфигурацией русла. Несомненно, ограниченность пространства, в котором происходит растекание, влияет на характер этого процесса, но это влияние скорее количественное, а не качественное.

В самом деле, при постановке экспериментов и обработке результатов опытов Д.И.Кумин, В.Б.Баронин, Л.Л.Шаалъ, Э.Г.Газиев, М.С.Фомичев, В.А.Базилевич и другие исследователи исходили из обычных представлений гидравлики нижнего бьефа и поток рассматривали как сильно турбулезированный с неравномерным распределением осредненных скоростей, однако характер полученных кривых и структуры расчетных формул качественно похожи на соответствующие кривые и формулы, полученные для растекания турбулентной струи в ограниченном пространстве.

Разумеется мы далеки от мысли, что все задачи гидравлики сопряжения бьефов можно решить с помощью классической теории турбулентных струй, но есть уверенность в том, что игнорирование ею при рассмотрении задач нижнего бьефа ограничило бы наши методические возможности по схематизации явлений, происходящих в нижнем бьефе.

Резюмируя сказанное, покажем, насколько справедливо уравнение типа (55) применительно к изменению глубины размыва в зависимости от длины крепления на таком примере. М.С.Визго [12] на основе опытных данных ряда авторов построил графики в виде функций

$$\frac{t}{h_2} = f\left(\frac{l_{кр} - l_n}{h_2}\right) \quad и \quad \frac{t}{h_2} = f_2\left(\frac{l_{кр}}{h_2}\right).$$

Относительные размывы он обозначил через К. Как видно из рис.I4а,б характер изменения К или глубины размыва t по мере роста длины крепления качественно напоминает изменение вдоль потока таких параметров, как $\bar{\alpha}_x$, $\bar{\alpha}_{ox}$, M_x, $\frac{\Delta \bar{v}'_{xm}}{\bar{v}_x}$ и др., поэтому по аналогии с (55) можно предсказать структуру расчетной формулы для К (или t):

$$y = K = \frac{A}{B\lambda_x^n + C} . \qquad (6I)$$

Выше мы приводили зависимость для $\bar{v}_t$, установленную на основе опытных данных ряда авторов [2I]:

$$= \frac{v_t}{v_s} = K_1 \frac{l_{кр}}{h_2} + \frac{\bar{v}_0}{\bar{v}_s} \qquad (62)$$

с учетом условия неразрывности

$$= \frac{h_s}{t} = K_1 \frac{l_{кр}}{h_2} + \frac{\bar{v}_0}{\bar{v}_s}$$

или

$$\frac{t}{h_s} = K = \frac{1}{K_1 \frac{l_{кр}}{h_2} + \frac{\bar{v}_0}{\bar{v}_s}} . \qquad (63)$$

Зависимости (6I) с (63) структурно идентичны, если учесть, что $A = I$, $B = K$, $n = I$, $\lambda_x = \frac{l_{кр}}{h_2}$ и $C = \frac{v_0}{v_s}$.

Напомним, что в зависимости (63) K_1 и C выражают свойство размываемого грунта, $\bar{v}_0$ – осредненная скорость в створе наибольшей глубины размыва в случае, когда $l_{кр} \cong 0$.

ВЫВОД ОБОБЩЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ПРОГНОЗА МЕСТНЫХ РАЗМЫВОВ ЗА ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ КРЕПЛЕНИЕМ

Учитывая принципиальную возможность взаимозаменимости параметров на послепрыжковом участке, попытаемся установить такой параметр, который наиболее полно

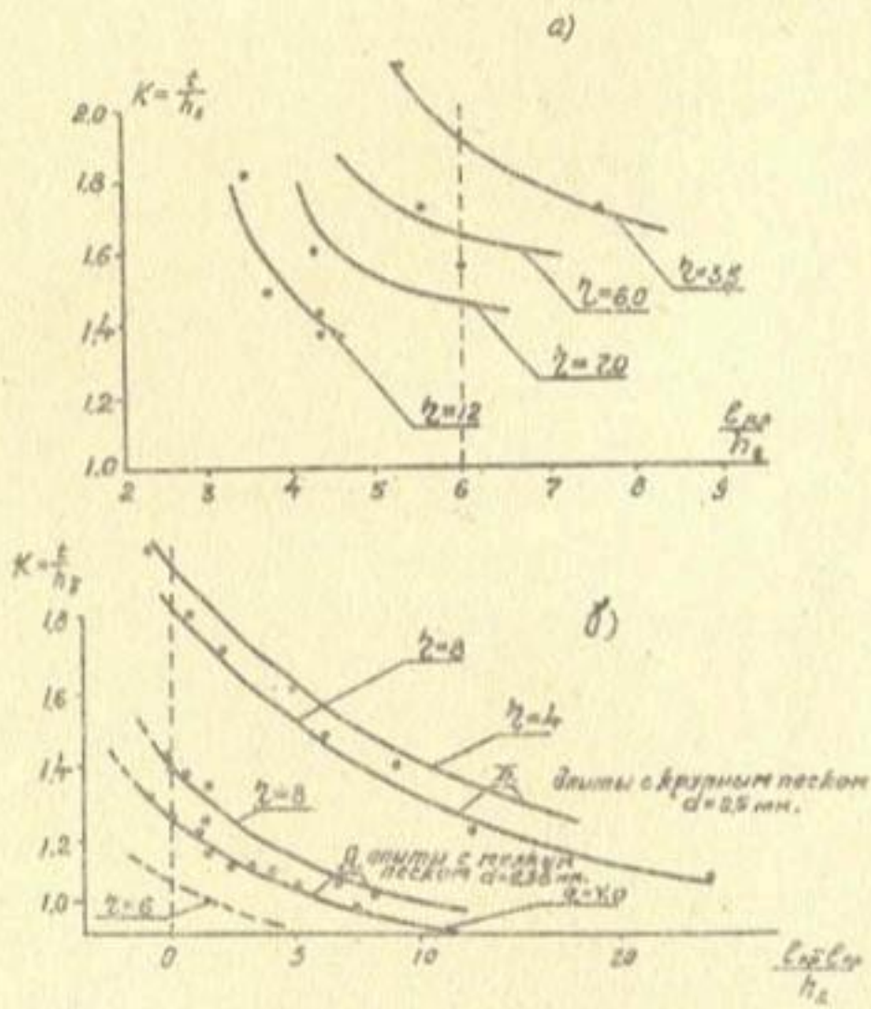


Рис.I4. Изменение коэффициента размыва K в зависимости от параметров потока и крепления: а)по опытам Кадырова А.А. с мелким песком d =0,3мм;б)по опытам Сулейменова К.А.

отражал бы свойство потока на рассматриваемых границах и непосредственно влиял на конечные результаты размыва за креплением. Какой же параметр из $\bar{\alpha}_к$, $\bar{\alpha}_{ок}$, $M_к = \frac{V'_{кm}}{\bar{U}_к}$ $h_р$ или $\frac{A^*}{h_{кр}}$, $\frac{\Delta U'_{кm}}{\bar{U}_к}$, и отвечает этим требованиям? В связи с такой постановкой вопроса придется подробнее остановиться на механизме местного размыва.

По современным возрениям, на частицы, лежащие на дне потока, действуют лобовая сила и подъемные силы. Эти силы непрерывно изменяются по величине и направлению в зависимости от поля актуальных скоростей в окрестностях этих частиц. Некоторые исследователи предлагают не учитывать подъемное усилие при рассмотрении равновесия частицы, утверждая, что оно появляется при свободном обтекании частицы потоком; поскольку частица лежит на дне, обтекание ее со всех сторон не возможно, поэтому и не должно появляться подъемное усилие.

Такое утверждение, на наш взгляд, справедливо в том случае, если какая-нибудь отдельная частица находится наполовину или одну треть в теле, например, плотного связного грунта. Когда дно сложено из частиц несвязного грунта (песок, гравий), каждая частица, лежащая на поверхности, имеет несколько контактных точек или площадок с рядом лежащими частицами, в некоторых случаях даже одну точку или площадку сопряжения. Визуальные наблюдения показывают, что определенное количество частиц, лежащих на дне потока, все время вибрирует и, если создается благоприятное сочетание сил, эти частицы начинают подниматься вверх в толщу потока.

Возможны и резонансные явления. Любая частица, лежащая на дне потока, имеет собственную частоту колебания, причем эта частота зависит от конфигурации частицы, ее положения и контакта с соседними частицами. Если учесть,

что пульсация в потоке происходит от высоких до низких частот (I-2 гц), легко представить, что в определенных условиях частицы могут оторваться от дна. Можно назвать и другие явления, нарушающие устойчивость частицы. Таким образом, равновесие частицы, лежащей на дне, зависит от комплекса факторов. Нужно сказать, что природа равновесия частицы, лежащей на дне, во всех возможных случаях (русловой процесс, общий или местный размывы) одинакова, но не одинаково сочетание факторов, нарушающих равновесие частицы.

В случае местных размывов за горизонтальным креплением в стадии стабилизации воронки размыва частицы на дне воронки теряют устойчивость и уносятся потоком под действием вихрей, срывающихся с границ транзитного потока и донного вальца, простирающегося в яме размыва. Вихри могут проникнуть и с конца крепления, если они, образовавшись в пределах крепления, еще не успели разделиться на мелкие вихри. Проникая в толщу потока, вихри распадаются на более мелкие и вызывают повышение турбулентности в яме размыва, в том числе и в придонных слоях. Все это частицы будут испытывать на себе в виде мгновенных пульсирующих гидродинамических сил P_x' и P_y'. Если учесть, что эти силы пропорциональны квадрату пульсирующих составляющих актуальных скоростей в придонной области, т.е.

$$P_x' \sim (v_x')^2 \quad \text{и} \quad P_y' \sim (v_y')^2,$$

то в основу дальнейших суждений следует взять именно эти составляющие скорости. Для того, чтобы частица не потеряла устойчивость и не унеслась потоком, должно существовать следующее условие:

$$\left.\begin{aligned} v_y' &\le W \\ v_x' &\le v_{кр.под} \end{aligned}\right\}, \qquad (64)$$

где W – гидравлическая крупность частицы;

$v_{кр.под}$ – критическая скорость подвижки частицы в данных условиях.

Упрощая явление, будем пренебрегать возможным влиянием таких факторов, как резонансная потеря устойчивости и др., допуская, что они интегрально будут учитываться опытными коэффициентами, которые неизбежно войдут в расчетную формулу. С другой стороны, пульсационные гидродинамические силы, следовательно, и актуальные скорости, воздействуют на определенную площадь на дне, в пределах которой на поверхности лежит определенное количество частиц. При нарушении устойчивости с этой площади поднимается часть этих частиц, что в определенной степени должно сглаживать влияние отдельных частиц друг на друга. Это влияние пока что невозможно непосредственно учитывать при схематизации явления.

Однако возникает вопрос, можно ли принять за определяющие факторы составляющие скоростей в придонных слоях в яме размыва в стадии стабилизации? Ведь независимо от глубины размыва и других факторов при постоянстве характеристик размываемого материала стабилизация размыва возможна, если выполняется условие (64).

Следовательно, составляющие скорости v'_x и v'_y сами по себе не характеризуют величину размыва, а служат для установления момента наступления стабилизации размыва. Но этого нельзя сказать при рассмотрении v'_x и v'_y в начальные периоды размыва, когда оба условия равновесия или хотя бы одно из них наверняка не соблюдается, в силу чего происходит размыв. При этом размыв будет тем больше, чем больше по величине значения v'_x и v'_y в начальный период, а значения v'_x и v'_y зависят от $l_{кр}$, q, h_2 $(H + P)$ и других параметров.

Таким образом, в качестве определяющих факторов размыва необходимо принять актуальные скорости в начальный период размыва. Теперь следует ответить на вопрос, для какого створа, $t-t$ или конца $l_{кр}$, следует брать актуальные скорости как определяющие размыв (как расчетные). С.В.Избаш, И.И.Тараймович и другие величину размыва связывают с избыточной кинетической энергией в конце крепления. Энергия вихрей (и их интенсивность), срывающихся с конца крепления и проникающих в толщу воды в яме размыва, находится в прямой зависимости от избыточной кинетической энергии потока в конце крепления. Доходят до дна и поднимают частицы грунта в толщу потока только те вихри или ее составляющие, которые имели достаточно большие[I/] (максимальные) скорости в данных условиях. Поскольку вихрь занимает определенный объем, иногда соразмерный с h_2, то максимальные мгновенные скорости могут находиться в любой глубине потока. Поэтому учитывать следует максимальные актуальные скорости в створе концевого сечения крепления не зависимо от высоты расположения слоя с максимальной скоростью. Для упрощенного представления явления вихрь с некоторой кинетической энергией и некоторым объемом, находящийся в конце крепления или в граничной зоне между транзитным потоком и донным вальцом, мысленно представим делящимся при своем продвижении в пределах воронки размыва на более мелкие по объему вихри и передающим им свою избыточную энергию.

I/ Понятие "большие или максимальные скорости" должно быть уточнено на основе специальных исследований, ибо в смысле размыва максимальные скорости чрезвычайно редкой повторяемости, по-видимому, не имеют определяющего значения.

Вихрь или его составляющие после распада начинают проникать в толщу воды в пределах воронки, некоторые из них не доходят, некоторые доходят, но не разрушают устойчивость частиц, вихревые образования с максимальными окружными скоростями (если вихрь представить в виде цилиндрического тела, существующего в течение короткого времени) доходят до дна и поднимают рой частиц. Если в пределах ямы размыва поток в состоянии транспортировать эти частицы, то они уносятся за пределы ямы размыва; если нет, то они обратно оседают на дно воронки или ее откосы. В конечной стадии размыва такое явление наблюдали многие исследователи (М.С.Вызго, Е.Г.Филиппов, А.А.Кадыров и др.).

Таким образом, в качестве расчетных параметров логично брать v'_{max} для сечения в конце крепления. Как показывают опытные кривые В.А.Базилевича, Б.Г.Маллаева, М.С.Фомичева, величина[I] $v'_{x\,max}$ (у Базилевича $v'_{x\,max}$ имеет 1%-ную обеспеченность, у Маллаева – период сглаживания равен 0,01–0,03 сек, а период осреднения местных скоростей – 60 сек.) изменяется по тем же законам, что и $\bar{\alpha}$, $\bar{\alpha}_0$, h_p и т.д. и численно зависит от основных параметров потока и длины крепления. Поэтому и для нее справедлива зависимость типа (55) (см., например, уравнение Д.И.Кумина, (при $n = 1$)

$$\frac{v'_{xm}}{\bar{v}_x} = \frac{\alpha}{\beta \frac{l_{кр}}{h_2} + c}. \qquad (65)$$

[I] Дальнейшие построения базируем только на горизонтальной составляющей актуальных скоростей; по мере накопления экспериментального материала относительно вертикальных составляющих скоростей в нашу схему следует вводить поправки, если в этом будет необходимость. Сейчас вынуждены удовлетвориться тем, что опытные коэффициенты неизбежно вводимые в расчетные формулы, в некоторой степени будут сглаживать возможное несоответствие между схемой и явлением.

Теперь выразив $\frac{l_{кр}}{h_2}$ через $\frac{v'_{x\,max}}{v_x} = M_x$, подставим в уравнение (63):

$$\frac{t}{h_s} = \frac{1}{K_1 \frac{l_{кр}}{h_2} + \frac{v_0}{v_s}}; \qquad \frac{t}{h_s} = \frac{1}{\frac{n}{M_x} - m + \frac{v_0}{v_s}}; \tag{66}$$

где $$n = \frac{K_1 \cdot a}{\beta}; \qquad m = \frac{K_1 \cdot c}{\beta}; \tag{67}$$

или $$n = K_* \cdot a; \qquad m = K_* \cdot c. \tag{67^I}$$

Окончательно для определения глубины местного размыва за горизонтальным креплением в условиях плоского потока получается зависимость

$$t = \frac{h_s}{\frac{n}{M_x} - m + \frac{v_0}{v_s}} \tag{68}$$

или

$$t = \frac{M_x}{n + M_x\left(\frac{v_0}{v_s} - m\right)} \cdot h_s. \tag{68^I}$$

Коэффициенты n и m, зависящие от размываемого материала и условий расчетной схемы, определяются на основе тщательно поставленных экспериментов. Для установления численных значений этих коэффициентов необходимо пользоваться уравнениями (63) и (65), с учетом граничных условий опытов. Сейчас трудно предсказать, коэффициенты n и m переменные величины или постоянные, но известно, что они вполне реальные и конечные. Параметр турбулентности M_x можно определять на основе известного уравнения Д.И.Кумина [27] или зависимости А.А.Кадырова[I].

I Статья в данном сборнике "Затухание избыточной турбулентности на участке сопряжения бьефов".

Таблица 2

Зависимости изменения параметров или характеристик потока вдоль пути

I. Коррективы количества движения и кинетической энергии

Д.И.Кумин [28] $\frac{\bar{\alpha}_{ox}}{\xi_2} = f\left(\frac{l_x - l_{нр}}{h_{кр}}\right)$, график

Л.Л.Пааль [37] $\frac{\bar{\alpha}_{ox}}{\xi_2} = 1 + \frac{2000}{\left(\frac{s}{h_{кр}} + 20\right)^3}$

В.В.Баронин [3] $\frac{\bar{\alpha}_{ox}}{\xi_2} = \left[\frac{0{,}004(F_2 - 8)}{\frac{l_x - x_2}{h_{кр}} + 1} + 0{,}8\frac{h_1}{x_2} + C_2\right]\frac{(1 + 0{,}05\delta)}{\sqrt[4]{\tau}}$

А.А.Кадыров [25] $\frac{\bar{\alpha}_x}{\bar{\alpha}_2} = 1 + 2\xi_2^2\left(\frac{1}{4}\right)^{f\left(\frac{l_x}{h_2}\right)}$

II. Параметр турбулентности или максимальные актуальные скорости

В.А.Базилевич [2] $\frac{V'_{xm}}{V_2} = \frac{A}{\sqrt{\frac{l_x}{\rho}}}$; $V_x = V_2$

Д.И.Кумин [28] $\frac{V'_{xm}}{V_2} = \frac{4{,}55}{\frac{l_x}{h_2} - \left[1{,}69\sqrt{\eta - 4} - 0{,}195(\eta - 4)\right]}$

Затухание изотропной турбулентности (теория) $\left(\frac{G_x}{V_0}\right)^2 = \frac{1}{c\left[\frac{x}{m} - \left(\frac{x}{m}\right)_0\right]}$

М.С.Фомичев [51] $\frac{2V'_y}{V_{сж}} = f_1\left(\frac{l_x}{\rho}\right)$, график

III. Пульсация гидродинамического давления

М.С.Фомичев [51] $\frac{2gH'}{V_{сж}} = f_2\left(\frac{l_x}{\rho}\right)$, график

Г.Ю.Юдицкий [55] $\frac{A^*}{h_{кр}} = f_3(l_x)$, график

Н.А.Преображенский [38] $h_p = \frac{2 h_{v_1}}{\left(\frac{l_{ж}}{h_{кр}}\right)^{1,34}}$

Н.Ф.Сальникова [42] $P - t = f(t)$, график

IУ. Изменение осевой скорости в ограниченном и неограниченном пространстве

Толмин [I] $\frac{u_m}{u_0} = A\left(a \frac{x}{K_0}\right)^{-0,5}$ плоская струя

$\frac{u_m}{u_0} = B\left(\beta \frac{x}{K_0}\right)^{-1}$ круглая струя

Г.Н.Абрамович [I] $\frac{u_m}{u_0} = \frac{0,48}{0,076 \frac{x}{d_0} + 0,145}$

В.Б.Осипов $\frac{u_m}{u_0} = \frac{2,65}{\left(\frac{x}{d_0}\right)^{0,84}}$

Н.И.Теперин [49] $\frac{u_m}{u_0} = \sqrt[12]{\frac{4,65 a_0}{x}}$

Е.В.Плетнева [40] $\frac{u_m}{u_0} = \frac{6}{A \frac{x}{\Delta} + 4}$

М.А.Михалев [34] $\frac{u_m}{u_0} = \frac{1,0}{0,1 \frac{x}{b_0} + 0,9}$

Возможны и другие подходы к составлению расчетной формулы для прогноза глубины местных размывов. Например, пользуясь графиками $\frac{t}{h_s} = f_1\left(\frac{l_x}{h_z}\right)$ и $M_x = f_2\left(\frac{l_x}{h_z}, \Delta\right)$ для случая, когда шероховатость крепления и размываемого русла мало отличаются, можно записать следующую зависимость:

$$K - I = (M_x - M_{xs})^m, \qquad (69)$$

где M_{xs} – значение M_x в бытовых условиях, которое при обычных шероховатостях (бетонная поверхность) равно I,25;

m – опытный коэффициент, зависящий от свойств размываемого грунта и относительного расстояния

После соответствующих преобразований получим

$$t = \left[1 + (M_x - M_{xs})^m\right] \cdot h_s . \qquad (70)$$

Зависимость (70) по сравнению с (68^I) обладает тем преимуществом, что она содержит одну неизвестную величину, определяемую на основе опытных данных. Какой из них следует отдать предпочтения, покажут дальнейшие исследования.

Литература

I. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй, М., Физматгиз, I960.

2. Базилевич В.А. Затухание повышенной турбулентности за донными и поверхностными затопленными прыжками, "Гидравлика", Киев, I966. № 2.

3. Баронин В.В. Экспериментальное определение максимальной турбулентности в нижнем бьефе сооружений, "Строительство и архитектура", I966, № 5.

4. Биляшевський М.М. Разрахунок нижнбого бъефу за низькопирними водоскидними спорудами, обладнаними зловними полами, Киев, АН УССР, 1959.
5. Войнич-Сяноженцкий Т.Г. Некоторые теоретические задачи гидравлики открытых русел и сооружений, Автореферат, докт.дисс., Тбилиси, 1962.
6. Вызго М.С., Машкович Л.А. О гидравлическом прыжке, Труды САНИИРИ, вып.73, 1948.
7. Вызго М.С. О местном размыве за горизонтальным креплением и падающей струей, "Гидротехническое строительство", 1954, № 5.
8. Вызго М.С. и Филиппов Е.Г. Растекание струи и размыв несвязного грунта, "Изв.АН УзССР", 1956, № 5.
9. Вызго М.С. Определение энергетических характеристик гидравлического прыжка, "Гидротехническое строительство", 1959, № 10.
10. Вызго М.С. Исследование местных размывов в спокойных потоках, в сб. "Режим и освоение водных объектов, М., АН СССР, 1962.
11. Вызго М.С., Набиев А.Н. Некоторые коррективы к формуле расчета, "Гидротехническое строительство", 1966, № 9.
12. Вызго М.С. Эксплуатационные мероприятия, прогнозы и способы уменьшения местных размывов за гидротехническими сооружениями, Изд-во "Наука", Ташкент, 1966.
13. Газиев Э.Г. Гидравлический расчет крепления русла в нижнем бъефе водосбросных сооружений, "Изв.АН АрмССР", 1958, т.24.
14. Гальперин Р.С. К вопросу о размывах за водосбросными сооружениями, "Гидротехническое строительство", 1956, № 3.

I5. Гончаров В.Н. Динамика русловых потоков, Л., Гидрометеоиздат, I962.

I6. Замарин Е.А. Гидротехнические сооружения, М.,Сельхозиздат, I946.

I7. Иващенко И.Ф. Исследование влияния длины жесткого крепления на гидравлическую структуру потока и глубину размыва в нижнем бьефе низконапорных щитовых плотин, Автореферат канд.дисс., Ин-т гидромеханики АН УССР, I966.

I8. Илизарова Л.И. Результаты опытного исследования характеристик донного гидравлического прыжка и некоторые общие свойства расширяющихся потоков, Труды Первой Закавказской конференции молодых ученых, посвященной вопросам энергетики, гидравлики, гидродинамики и метеорологии-гидрологии. Ереван, I96I.

I9. Избаш С.В. Гидравлика местных размывов, "Изв.ВНИИГ", т.20, Л., I937.

20. Кадыров А.А. Погашение энергии потока в вальце гидравлического прыжка и на послепрыжковом участке, "Изв.АН УзССР",серия техн.наук,I958, № I.

2I. Кадыров А.А. Некоторые особенности местных размывов за горизонтальным креплением, "Вопросы гидротехники", вып.27, Ташкент, АН УзССР, I965.

22. Кадыров А.А. Коррективы количества движения и кинетической энергии в условиях нижних бьефов, "Изв. АН УзССР", серия техн.наук, I959, № 2.

23. Кадыров А.А. Уравнение корректива количества движения послеводоворотной зоны гидравлического прыжка, "Изв.АН УзССР",серия техн.наук, I962, № 6.

24. Кадыров А.А. Зависимость корректива кинетической энергии для послеводоворотной зоны гидравлического прыжка, Труды ТашИИТ, Гидравлика, т.XУШ, I963.

25. Кадыров А.А. Еще раз о коррективах количества движения и кинетической энергии в условиях нижних бьефов гидроузлов. Труды координационных совещаний по гидротехнике, вып.XУ,Л., I964.

26. Кварацхелия Л.Д. Влияние длины крепления на местный размыв русла нижнего бьефа гидроузлов и определение глубины вымоины, Труды координационного совещания по гидротехнике, вып.XУ,Л.,I964.

27. Кумин Д.И. О рассеивании энергии в нижнем бьефе и его влияние на выбор длины крепления, "Изв.ВНИИГ", т.46, I956.

28. Кумин Д.И. Гидравлический расчет крепления в нижнем бьефе водосбросов, Техническая информация ВНИИГ, Л., I956.

29. Леви И.И. О местном размыве за сооружениями, "Гидротехническое строительство", I956, № I.

30. Леви И.И. Размывы в нижних бьефах речных гидроузлов, Труды ЛПИ им.М.И.Калинина, т.I78, I955.

3I. Маккавеев В.М. К расчету параметров повышенной турбулентности, возникающей при гидравлическом прыжке, Труды ЛИВТ, вып.УП, Л., I960.

32. Машкович Л.А. Гашение энергии и регулирование форм потока при сопряжении бьефов гидравлическим прыжком, Автореферат канд.дисс., ТИИИМСХ,Ташкент,I957.

33. Мацман Б.А. Длина прыжка по данным лабораторных опытов, "Гидравлическое строительство", I938, № 3.

34. Михалев М.А. Местный размыв русла за сооружениями при сопряжении бьефов по типу отброшенной струи, Научные доклады Высшей школы,Минск,I958,№ 3.

35. Назир Ахмад. Механизм размыва за креплениями, Труды Международного гидравлического конгресса в Миннесоба, США, 1963.

36. Немчинов М.В. Исследование некоторых вопросов протекания потока в отводящих руслах малых искусственных сооружений, Автореферат канд.дисс., М., 1966.

37. Пааль Л.Л. Гашение энергии в сооружениях в условиях донного режима сопряжения, Труды Таллинского политехнического института, серия А, 116, 1957.

38. Преображенский Н.А. Пульсация давления на дне потока при сопряжении бьефов и расчет толщины крепления в нижнем бьефе, "Изв.ВНИИГ", т.46, 1951.

39. Патрашев А.Н. Определение максимальной глубины размыва грунта, произведенного ниспадающей струей, "Изв.ВНИИГ", т.XУI, 1937.

40. Плетнева Е.В. Исследование растекания несвободных и аэрированных струй, "Изв.АН КазССР", серия энергетическая, вып.I (19), 1961.

41. Россинский К.И. Местный размыв речного дна в нижних бьефах крупных гидротехнических сооружений, В сб."Проблемы регулирования речного стока", вып.6. М., АН СССР, 1956.

42. Сальникова Н.Ф. Исследование водосбросов со свободно падающими струями, Труды МИСИ, сб.24, вып.2, 1958.

43. Скиба М.М. Гидравлика сопряжения бьефов, Автореферат докт.дисс., М., 1960.

44. Студеничников Б.И. Расчеты местных размывов и некоторые меры по облегчению конструкций водосбросов, Труды гидравлической лаборатории ВОДГЕО. вып.№ 8, 1962.

45. Студеничников Б.И. Размывающая способность потока и методы русловых расчетов. М., Стройиздат, 1964.

46. Сулейманов К.А. Исследование влияния шероховатости и длины горизонтального крепления на глубину местного размыва несвязного грунта за гидротехническими сооружениями, Автореферат канд. дисс., Алма-Ата, 1964.

47. Сурова Н.Н. Изменение величины при различных длинах горизонтального крепления, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1958, № 1.

48. Сурова Н.Н. К вопросу о местном размыве за горизонтальным креплением нижнего бьефа, "Гидротехническое строительство", 1957, № 2.

49. Теперин Н.И. Движение струи в массе жидкости, Труды САНИИРИ, вып.10, 1933.

50. Фидман Б.А. Преобразование и перенос энергии в резко расширяющемся турбулентном потоке, "Труды III Всесоюзного гидрологического съезда", т.У, Л., Гидрометеоиздат, 1960.

51. Фомичев М.С. - Исследование гидродинамических характеристик потока в области отогнанного прыжка, В сб."Гидравлика сооружений и динамика речных русел", М., АН СССР, 1959.

52. Фомичев М.С. Исследование гидродинамики потока затопленного прыжка, "Журнал технической физики", т.28, вып. , серия 6, М.-Л., АН СССР, 1958.

53. Фроликова Е.Я. Влияние направления динамической оси потока на размыв грунта, ДАН УзССР, 1956, № 8.

54. Чертоусов Н.Д. Гидравлика (специальный курс), М.-Л., Госиздат, 1957, 1962.

55. Юдицкий Г.А. Определение пульсации нагрузки на плиты водобоя водосливных плотин, М.-Л., Госэнергоиздат, 1957.

А.А.КАДЫРОВ, Д.С.ПУГАЧЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПОТОКА С ОКОЛОКРИТИЧЕСКИМ РЕЖИМОМ

Вопрос об изучении потоков с околокритическим режимом возник в связи с тем, что институт "Узгипроводхоз" при проектировании Центрального Ферганского канала (ЦФК) столкнулся с необходимостью проложить его трассу по орошаемым землям Андижанской области. Для уменьшения площади отчуждений и для снижения строительной стоимости решено было провести русло канала по уклону местности. В результате этого на 14-километровом участке уклон оказался близким к критическому при принятой форме поперечного сечения и шероховатости F_r =1,28 (рис.1). Далее русло имело трапецеидальное сечение с уклоном i =0,0006.

Изучение литературных источников показало, что рассматриваемый режим слабо исследован как экспериментально, так и теоретически. По-видимому, этим и объясняется отсутствие сведений о построенных сооружениях (каналах) с критическим или околокритическим режимом. Исследования, как правило, производились либо для спокойных потоков ($F_r \ll 1$), либо для бурных ($F_r \gg 1$).

В работе [4] автор пишет: "Как и всякая приближенная теория, изложенная выше теория двухмерных потоков имеет определенные границы применимости, выше которых она может давать результаты, не отвечающие действительности. Так, при значениях F_r , близких к 1, т.е. для бурных потоков вблизи критического состояния, нарушается основная предпосылка о малости нормальной ко дну составляющей скорости, течение носит ярко выраженный пространственный характер, и поэтому для таких потоков

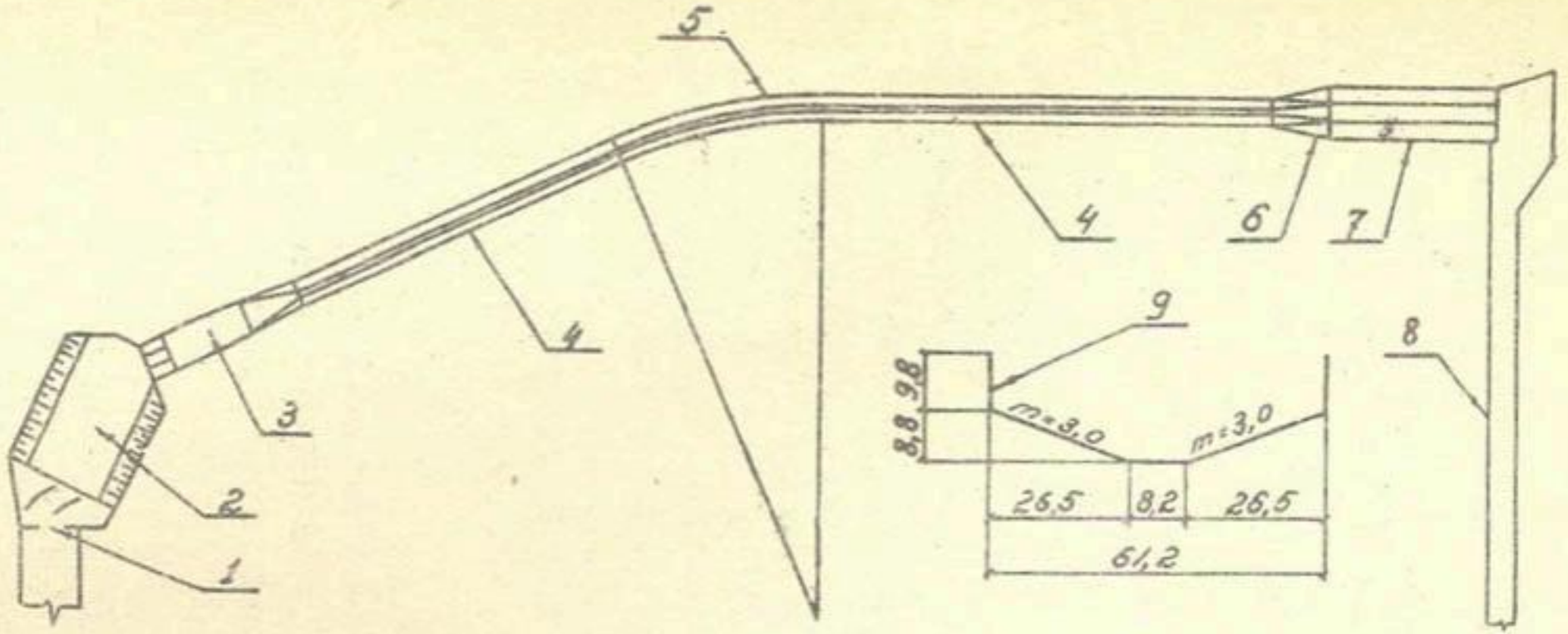


Рис.I. Схематический план модели

I- мерный водослив; 2 - подводящий канал; 3 - головное сооружение;
4 - прямолинейные участки лотка; 5 - криволинейный участок;
6 - переходный участок; 7 - трапецоидальный участок; 8 - сброс;
9 - поперечное сечение лотка.

должна быть разработана теория, учитывающая все три составляющие движения".

Одной из немногих экспериментальных работ этого профиля является работа Ч.Дж.Позей [6]. Он, проводя эксперименты на лотках длиной 120 м с прямоугольной, трапецеидальной и треугольной формами поперечного сечения, обнаружил, что по мере приближения числа Фруда к I ($0{,}7 < \sqrt{F_r} < 1{,}3$) коэффициент шероховатости "n" увеличивается примерно на 20% по сравнению с коэффициентами для бурных и спокойных потоков в тех же каналах. Однако это увеличение наблюдалось только для каналов треугольного поперечного сечения. Кроме того, исследователь отмечает исключительную чувствительность потока к изменениям уклона или площади поперечного сечения канала.

Еще меньше освещены в литературе вопросы моделирования потоков с критическим и околокритическим режимами. Поскольку в нашем случае число Фруда несколько больше единицы, нами моделирование было осуществлено как для бурного потока. При этом существенную роль играли условия для возникновения самоаэрации потока и волнового движения (катящиеся или прерывистые волны). На основе критериальных отношений и формул из [2], [5] и других было установлено, что на ЦФК при пропуске расходов 140÷200 $м^3/сек$ не могут возникнуть самоаэрация потока и, следовательно, его разбухание. Невозможно также образование волнового движения [1], [8], [3], [9]. Эксперименты на модели быстроточного участка ЦФК подтвердили правильность этих выводов, что несколько облегчило вопросы моделирования и дало возможность ограничиться объемными силами (тяжести) и силами трения, которые характеризуются, как известно, числами Фруда и Рейнольдса. Для получения подобия сил тяжести достаточно соблюсти равенство чисел Фруда для

натуры и модели, что достигается простым линейным уменьшением размеров канала на масштаб модели. Однако не так просто получить равенство коэффициентов трения $\lambda = f\left(\frac{R}{\Delta}\right)$ (R -гидравлический радиус канала, Δ - осредненная величина выступов шероховатости канала), так как для этого необходимо величину выступов уменьшить на масштаб модели и форма их при этом должна соответствовать натуре.

Учитывая это обстоятельство, шероховатость была смоделирована с помощью известного приближенного соотношения

$$\frac{n_н}{n_м} = \alpha^{1/6}, \qquad (I)$$

где „$n_н$" и „$n_м$" - коэффициенты шероховатости (по Манингу) соответственно натуры и модели;

α - линейный масштаб модели, равный 24,5.

При гидравлических расчетах ЦФК коэффициент шероховатости "n" для бетонных поверхностей был принят равным 0,017. С помощью зависимости (I) нетрудно подсчитать, что для модели "n" должен быть порядка 0,010 ÷ 0,011, чему соответствует поверхность строганных досок (без покраски и с покраской олифой). При принятом масштабе поток в модельном лотке находится в области среднеквадратичного сопротивления.

Исследованиями на модели быстротечного участка ЦФК мы определяли главным образом необходимые запасы в стенках лотка на прямолинейных и криволинейных участках. Модель канала, М=I:24,5, была выполнена из дерева и окрашена масляной краской. Криволинейный поворотный участок сложен из кирпича, оштукатурен, окелезнен и окрашен. Установка содержала 3-пролетное головное сооружение с плавным переходом в канал, I0-метровый прямолинейный участок, криволинейный с центральным углом поворота $\alpha = 28^0$ и I4-метровый

прямолинейный участок после поворота. Криволинейный участок сначала имел радиус закругления R =I5 В, а затем был переделан: R = 25 В (В – ширина лотка поверху).

На прямолинейных участках производили замеры глубин и скоростей с помощью микровертушки М.П.Мухтарова, проверяли воздействие на поток таких факторов, как уменьшение уклона дна в некоторых местах, небольшие местные сужения в сечении канала. Опыты показали, что поток чрезвычайно чувствителен даже к незначительным колебаниям уклона. Так, когда на 2-метровом участке лотка уклон уменьшили с 0.0035 до 0,0020, то выше по течению возникла стоячая волна, которая свела почти к нулю запас в стенках, равный 5,2 см (I,3 м в натуре). Установление вдоль стенки вертикальной рейки сечением IxI см влекло за собой подъем горизонта воды выше по течению и образование косых стоячих волн с значительным набегом их на противоположный борт.

На криволинейном участке при R =I5 В наблюдался резкий подъем горизонта воды в конце участка. Причем, если на выпуклой стенке он составлял 2÷3 см, то на вогнутой достигал 5 см, а при увеличении коэффициента шероховатости (цементная штукатурка без железнения с отдельными выступами) вода переливалась через борт лотка, т.е. подъем равнялся примерно 6 см, или I,5 м в натуре.

В пределах поворотного участка в целом отмечалась волнистая поверхность воды. Самый высокий набег ее на внешнюю стенку возникал почему-то в конце участка, в то время как в условиях сверхбурных потоков, когда $F_r >> I$, он наблюдается в створе, который образует с плоскостью входного сечения угол θ, [7] (рис.2).

Максимальный угол волнового фронта в начале кривой определяется по следующей зависимости:

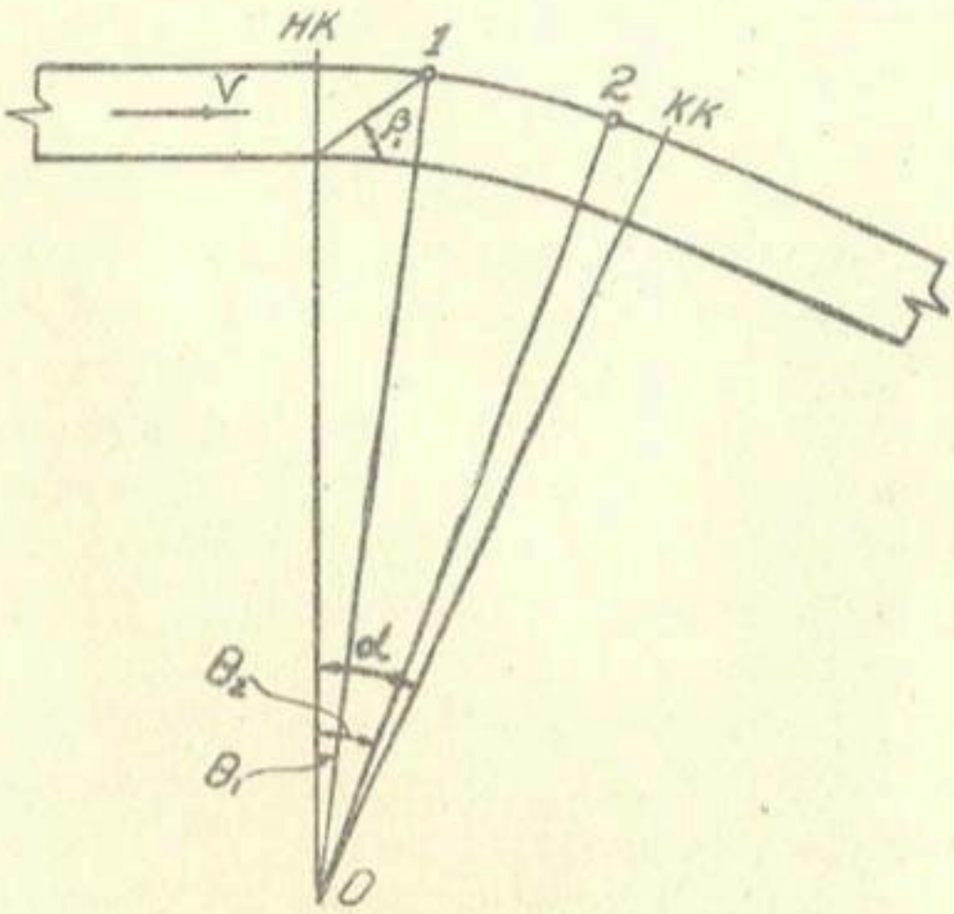


Рис.2. НК – начало кривой; КК – конец кривой;
– центральный угол поворота;
– центральные углы, определяющие положение точек I и 2 максимального поднятия горизонтов воды соответственно для сверхбурных потоков и для нашего случая.

$$\beta_1 = \sin^{-1}\frac{1}{\sqrt{F_r}} = 44^\circ 30'.$$

Зная угол β_1, легко установить угол $\theta \simeq 7^0$, указывающий на положение точки I наибольшего поднятия свободной поверхности у внешней стороны закругления русла. В нашем же случае наивысший подъем свободной поверхности наблюдался в точке 2 (угол $\theta_2 \simeq 20^0$).

Вполне вероятно, что в образовании максимального набега потока вблизи выхода из поворотного участка модели ЦФК существенную роль сыграло, наряду с несоответствием шероховатости (цементная штукатурка) модели расчетной, некоторое отклонение габаритов сечения от проектного. Поворотный участок был осуществлен, как указывалось выше, из кирпича. Требуемое сечение получали проведением шаблона по свеженанесенной штукатурке с последующим железнением и покраской. Естественно, что из такого материала как кирпич и при таком способе изготовления трудно получить установку, строго соответствующую проекту.

По нашему мнению, необходимо заняться изучением гидравлики потоков с околокритическим режимом на поворотных участках путем проведения тщательных методических опытов с вариацией числа Фруда около единицы и геометрией поворотного участка (радиус закругления, форма поперечного сечения и шероховатость стенок).

В наших опытах на прямолинейном участке после поворота наблюдался сбой динамической оси потока, который доходил до конца лотка. На рис.3 показано изменение эпюры поверхностных скоростей по длине лотка. К сожалению, малая длина модели не позволила определить, насколько далеко может распространяться сбой этой оси.

После того, как радиус поворота был увеличен до

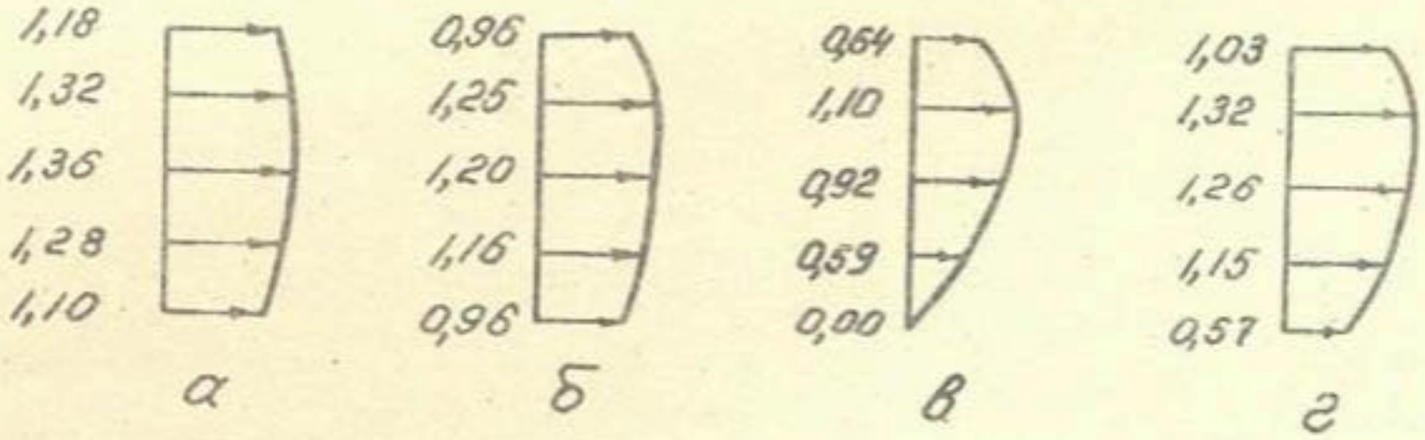


Рис.3. Изменение эпюры поверхностных скоростей
а - до поворота; б - в начале поворотного участка;
в - в конце поворотного участка; г - на расстоянии
10 м от конца кривой.

R = 25 В, протекание потока по криволинейному участку значительно улучшилось. Намного уменьшился подъем горизонта воды в конце участка, сбой динамической оси стал менее выраженным.

Следует отметить, что увеличения коэффициента шероховатости, наблюдаемого Позеем на своей модели, нами не отмечено. Как показали результаты опытов он был несколько меньше табличных значений "n" для строганных досок и равнялся 0,009. Это видно из рис.4, где дается кривая $Q = f(h)$ (для модели при проектном поперечном сечении, уклоне i =0,0035 и шероховатости n = 0,011). На график нанесены точки, полученные из опытов на модели ЦФК.

Слабая изученность рассматриваемого вопроса не позволяет давать конкретные рекомендации по расчету и проектированию каналов с критическим и околокритическим режимами. Однако можно сказать, что строительство таких каналов требует большей точности и тщательности производства работ, чем строительство каналов со сверхбурным и спокойным режимами потока в обычных условиях. Особое внимание должно быть уделено уклону дна и размерам поперечного сечения, ощутимое отклонение которых от проекта совершенно не допустимо.

Выводы

I. Гидравлика потоков с критическим и околокритическим режимами теоретически и экспериментально изучена слабо. Предстоящие большие объемы работ по строительству новых и переустройству старых оросительных систем в республике настоятельно требуют исследования этого вопроса в целях практического применения полученных результатов.

2. Эксперименты на модели ЦФК показали, что для потоков с околокритическим режимом конструкции канала и

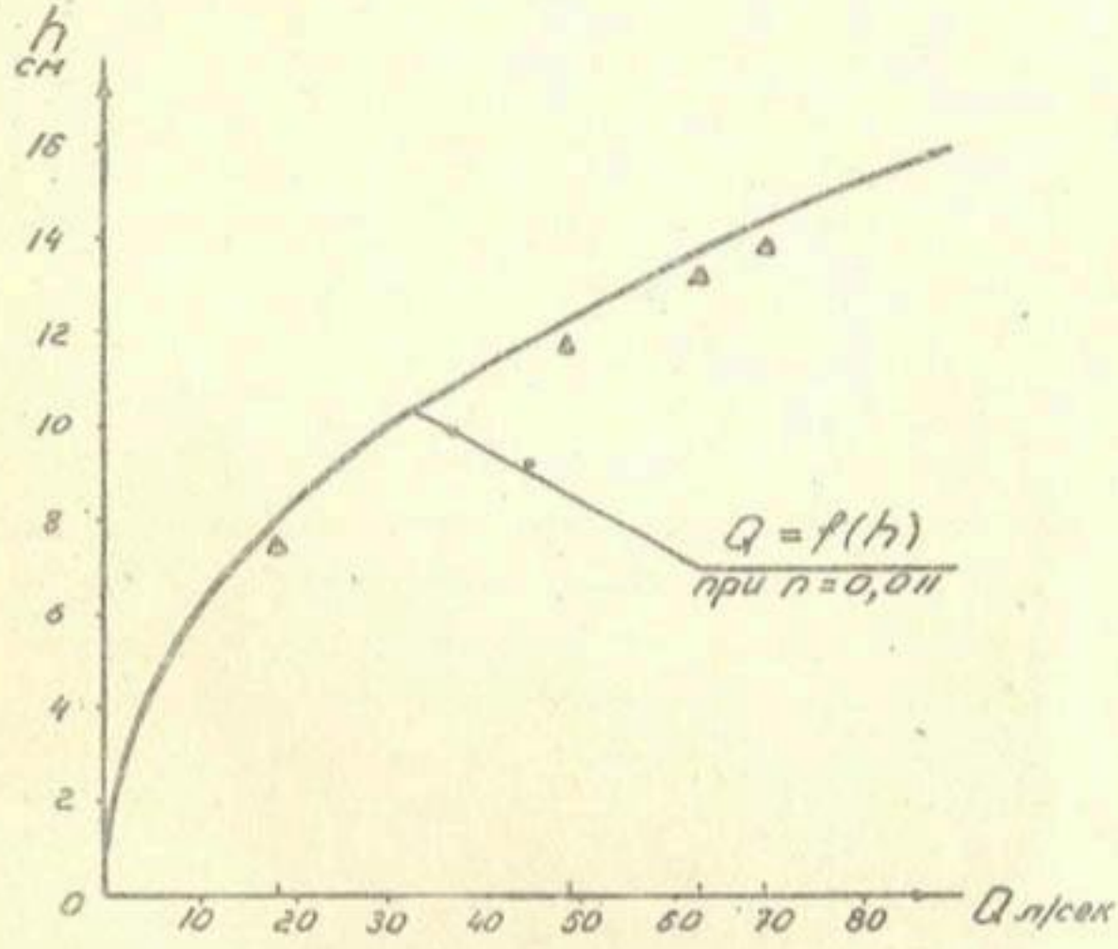


Рис.4. График $Q = f(h)$

На график нанесены точки, полученные из опытов на модели ЦФК.

производство строительных работ должны осуществляться с большей точностью, чем для потоков в обычных условиях. Однако опасения, высказываемые гидравликами относительно неустойчивости таких потоков и трудной их управляемости, нашими экспериментами не подтвердились. Это обстоятельство также дает основание для дальнейшей постановки тщательных методических экспериментов в данной области.

Литература

I. АРСЕНИШВИЛИ К.И. Критерии волнообразования в каналах с большими уклонами, "Гидротехническое строительство", 1956, № 3, стр.41.

2. ВОЙНИЧ-СЯНОЖЕНСКИЙ Т.Г. Некоторые теоретические задачи гидравлики открытых русел и сооружений, Автореферат докт.диссертации, Тбилиси, 1962.

3. Dressler R.F. Mathematical Solution of the Problem of Roll-Waves in Inclined Open Channels. Communications of Applicd Mathematics; Institute for Mathematics and Mecanics. Vol. 2. p. 149-194, 1949.

4. ЕМЦЕВ Б.П. Двухмерные бурные потоки, "Энергия", М., 1967.

5. ИСАЧЕНКО Н.Б. К вопросу об аэрации открытых потоков, "Изв.ВНИИГ им.Веденеева", т.68,1961.

6. Posey Ch.J. Resistance near the Energy Critical in Open Channel Flow XI Congress IAHR, Vol. 1; 1,16, 1965.

7. РАУЗ Х. Механика жидкости для инженеров-гидротехников. Госэнергоиздат, Москва,1958, стр.356.

8. Thomas H.A. The Propagation of Waves in Steep Prismatic Conduits Proceedings of Hidraulic Conference; University of Towa, Bulletin 20 1940, p. 214.

9. ФЕДОРОВ Е.П. Об образовании волн на быстротоках, "Гидротехническое строительство", 1954, № 3, стр.29-32.

Б.Г.МАЛЛАЕВ

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОРРЕКТИВА КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ И УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ДНА НИЖНЕГО БЬЕФА НА ЭТОТ КОРРЕКТИВ

Большинство гидродинамических явлений (местный размыв за сооружениями, движение наносов, деформация русел и т.д.) непосредственно связано с энергетическими параметрами потоков.

При оценке энергетического состояния потока весьма важно оперировать его действительными характеристиками.

Корректив кинетической энергии есть поправка, учитывающая энергию осредненного и пульсационного движений.

Известное выражение

$$\frac{\int_\omega \bar{u}^3 d\omega}{V^3 \omega} = 1 + \frac{3\int_\omega \Delta V^2 d\omega}{V^2 \omega} = \alpha_n \qquad (I)$$

($\bar{u}$ – осредненная местная скорость; ΔV – отклонение $\bar{u}$ от средней скорости V потока) представляет собой часть корректива кинетической энергии за счет неравномерности распределения скоростей по живому сечению потока и не учитывает пульсацию местных скоростей. [18]. С некоторым приближением оно справедливо для установившихся медленно изменяющихся потоков с "бытовой" турбулентностью, когда пульсация скоростей незначительна.

Потоки на участке сопряжения бьефов имеют повышенную турбулентность и, соответственно, высокую пульсацию скоростей [I, 2, I3, I4, I5, I9, 20][I]. Благодаря этому, действительная кинетическая энергия в отдельные моменты

[I] См. также статью А.А.Кадырова, помещенную в настоящем сборнике.

будет значительно больше энергии осредненного движения.

Следовательно, корректив кинетической энергии должен учитывать не только неравномерность распределения скоростей по сечению, но и изменение скорости во времени в фиксированной точке живого сечения, т.е. пульсацию

$$u = f(t)$$

Оперируя мгновенными (действительными) скоростями в точках потока и осредняя их по времени, вместо формулы (I) получаем выражение для полного корректива кинетической энергии, учитывающее неравномерность распределения и пульсацию скорости:

$$\bar{\alpha} = \frac{\frac{1}{T}\int_0^T \int_\omega u^3 dt\, d\omega}{V^3 \omega} \qquad (2)$$

Из этого выражения после осреднения по времени кубов мгновенных скоростей получается

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_\omega \alpha_n \bar{u}^3 d\omega}{V^3 \omega} \qquad (3)$$

где корректив за счет пульсации скоростей

$$\alpha_n = \frac{\overline{u^3}}{\bar{u}^3} \qquad (4)$$

выражает отношение осредненного значения кубов мгновенных скоростей к кубу средней скорости.

В итоге выражение для полного корректива кинетической энергии с учетом (I) принимает вид

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_n \cdot \bar{\alpha}_н \qquad (5)$$

Как видим, корректив кинетической энергии связан с внутренней структурой потока, и для его нахождения необходимо знать закон изменения подынтегрального выражения, т.е. пульсационной и осредненной местной скоростей по всему живому сечению потока. Задача теоретически пока не решается. "В этом смысле выражение (3) носит символический характер" [10]. Поэтому усилия исследователей направлены

на экспериментальное изучение $\bar{\alpha}$. Однако и здесь возникли трудности, связанные сначала с получением записей пульсации скорости, а затем с отсутствием методики и большой трудоемкостью обработки опытных данных. Это вынуждало оценивать $\bar{\alpha}$ косвенно путем выбора наиболее характерного параметра потока. Обычно в качестве такого параметра выбирается степень относительного расширения потока в нижнем бьефе.

Выполненные опыты позволили по предложенному нами способу количественно и дифференцированно оценить коррективы кинетической энергии α (и корректив количества движения α_0) как за счет пульсации, так и неравномерности распределения скоростей в точках потока. Изложим сущность этого способа, основанного на некоторых положениях теории вероятностей [3, 4, 5, 9, 10, 17].

I. Предположим, что в результате обработки результатов измерения получены хронограммы пульсации скоростей в различных точках потока, являющиеся некоторой случайной функцией времени t.

Серия таких хронограмм горизонтальных составляющих скоростей, относящихся к опытам с расходом Q=113 л/сек, пропускавшимся через водосливную плотину высотой P=90 см, показана на рис.I и 2[I].

[I] Измерения производились в шести точках по вертикали в конце прыжка по оси потока. Электронно-измерительное устройство, разработанное в лаборатории гидравлики САНИИРИ, состояло из микровертушки с диаметром лопасти d=6 мм, усилителя со счетчиком импульсов и осциллографа. Дно водобоя в опытах было гладким и шероховатым. Графики на рис.I относятся к измерениям при гладком дне в сечении, удаленном на $5{,}5h''$ (h_0 -глубина в конце прыжка) от начала прыжка. Измерениям при шероховатом дне с выступами шероховатости Δ = 52 мм и Δ/h''=0,128 (h'' -глубина в конце прыжка на шероховатом дне) соответствуют графики на рис.2. В этом случае измеряемое сечение отстояло от начала прыжка на расстоянии $4h''$. Опыты проводились и при других высотах модели плотины: P=60, 30, 20 и 10 см и Q=61,7-1,73 л/сек в условиях гладкого и шероховатого дна водотока [12].

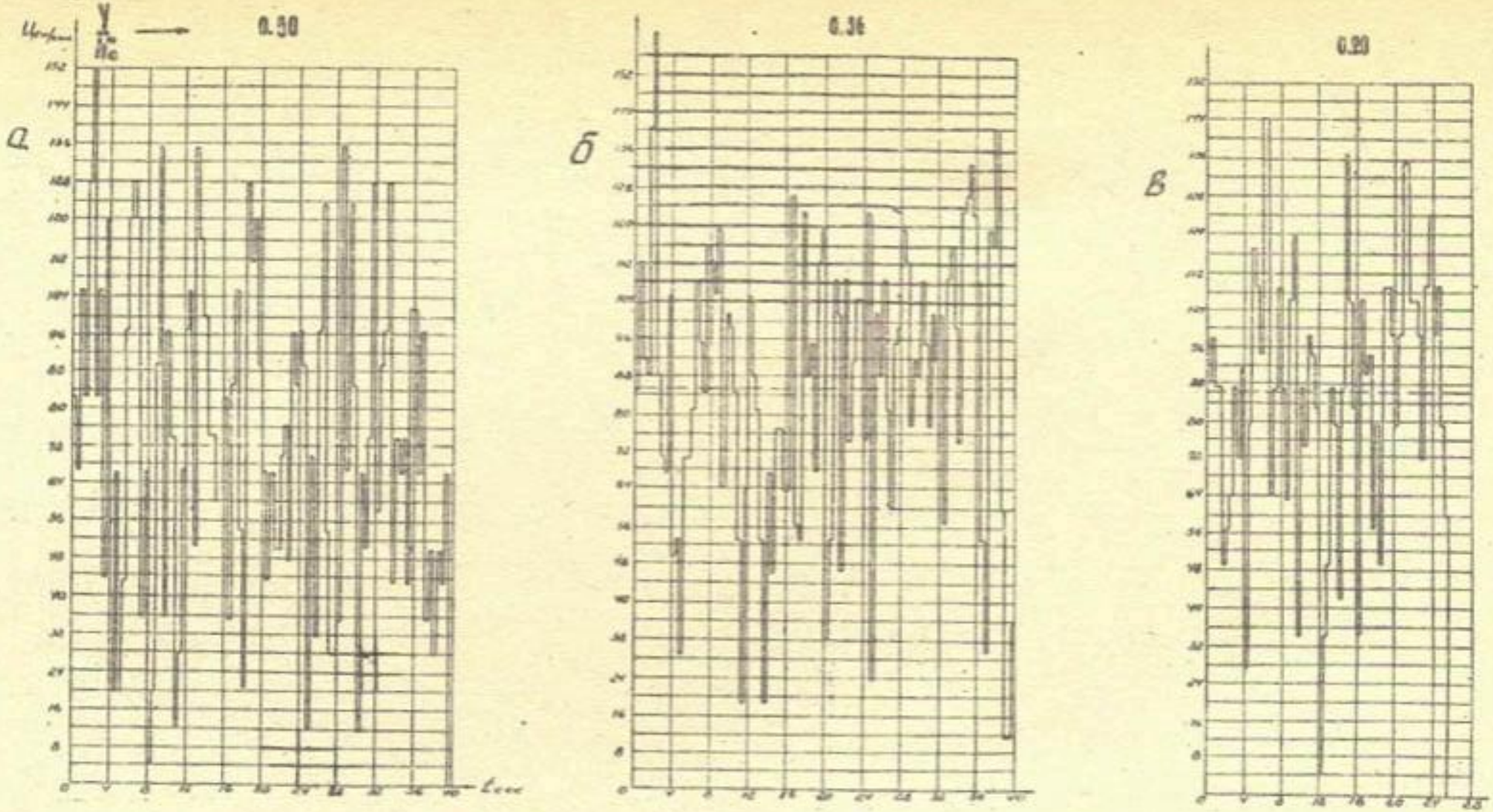


Рис.I. Метод определения коррактива кинетической энергии α по хронограммам скоростей с использованием элементов теории вероятностей.
Измеряемое сечение расположено в конце прыжка и удалено от его начала на расстоянии $5{,}5\,h''_0$. Дно гладкое $\Delta=0$, $Q=113$ л/сек, $P=90$ см, $h''_0=46{,}7$ см.

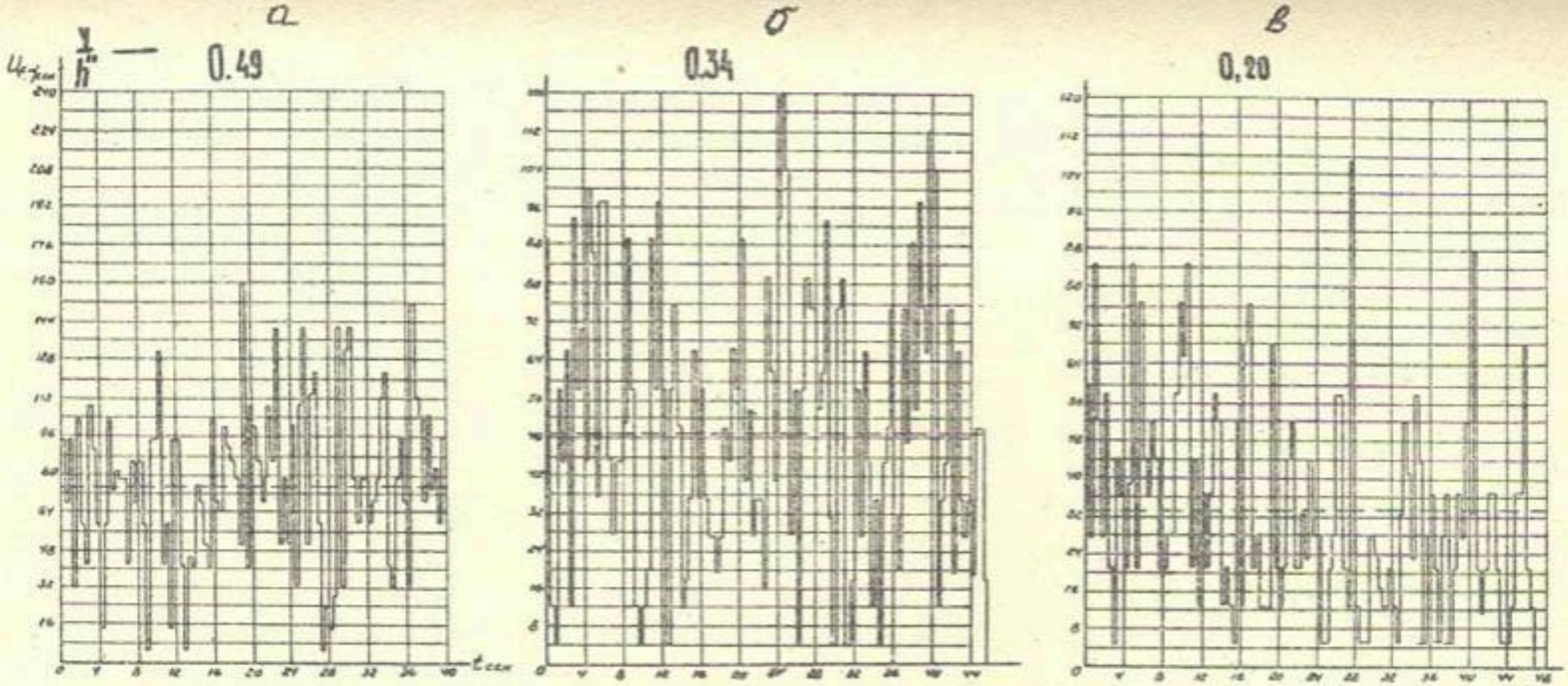


Рис.2. Метод определения коррективa кинетической энергии α по хронограммам скоростей с использованием элементов теории вероятностей.
Измеряемое сечение расположено в конце прыжка и удалено от его начала на расстоянии $4\,h''$. Дно шероховатое $\Delta = 52$ мм, $Q = 113$ л/сек, $P = 90$ см, $h'' = 42{,}2$ см.

2. Рассмотрим какую-либо из хронограмм, например для точки с $y/h_0 = 0{,}36$ (y - расстояние от дна до точки, в которой производится измерение). Из хронограммы следует, что непрерывная запись пульсации скорости производилась в течение 40 сек. со сдвигом времени (периодом сглаживания скорости) $\Delta t = 0{,}4$ сек.

Таким образом, в данном случае за весь период записи мы получаем I00 различных значений скорости, каждое из которых соответствует указанному времени сглаживания.

Общее количество наблюденных значений скорости обозначим через Σn_i. Следовательно, $\Sigma n_i = 100$.

3. Следуя приемам статистической обработки случайных функций, производим квантование скоростей по уровню, т.е. весь спектр скоростей разбиваем на ряд полос. В рассматриваемом примере (см.рис.I) производим последовательно девять квантований хронограммы скоростей по уровню: а) 0-I4 см/сек., б) I4-24 см/сек., в) 28-48 см/сек. и т.д. Для удобства все остальные операции по определению ведем в табличной форме (см.табл.I, колонки I и 2).

4. В пределах каждого кванта (слоя) подсчитываем число появлений скорости с данным уровнем (колонка 3). Практически эта операция сводится к подсчету числа пиков в данном слое, причем время, соответствующее одному пику, как уже упоминалось, $\Delta t = 0{,}4$ сек.

5. Производим осреднение квантованных скоростей (колонка 4).

6. Определяем вероятность появления мгновенных скоростей.

Вероятность P появления данной мгновенной скорости u_i^* есть отношение $P_i = \frac{n_i}{\Sigma n_i}$, где n_i - зарегистрированное число исходов с данной скоростью u_i^* из общего числа (Σn_i) всех исходов испытаний.

Таблица I

Квантование	u_i, см/сек	n_i	u_i^*, см/сек	$P_i = \frac{n_i}{\Sigma n_i}$	$M(u_i^*)$, см/сек	$(u_i^*)^3$, дм^3/сек^3	$M(u_i^*)^3$, дм^3/сек^3
I	2	3	4	5	6	7	8
I	0–I4	2	7	0,0I	0,07	0,34	0,003
2	I4–28	3	2I	0,04	0,84	0,25	0,37
3	28–48	6	38	0,06	2,28	55	3,30
4	48–66	I5	57	0,I5	8,58	I86	27,9
5	66–86	I9	76	0,I9	I4,45	444	84,4
6	86–I06	27	96	0,27	25,9	89I	24I
7	I06–I26	22	II6	0,22	25,5	I580	347
8	I26–I44	5	I35	0,05	6,75	2470	I23
9	I44–I60	I	I52	0,0I	I,52	3540	35,4
		I00		I,00	85,86		862,37

7. Находим математическое ожидание мгновенной скорости. Оно выражается суммой произведений всех ее возможных значений u_i^* на их вероятности P_i. В нашем случае математическое ожидание имеет размерность скорости.

По теории вероятностей для любой точки потока $\Sigma M(u_i^*) = \bar{u}$, где $\bar{u}$ – осредненная по времени местная скорость. Следовательно, $[\Sigma M(u_i^*)]^3 = \bar{u}^3$, т.е. куб математического ожидания мгновенных скоростей численно равен кубу осредненной местной скорости. Из табл.I находим $\Sigma M(u_i^*)$ = =85,86 см/сек. По показаниям счетчика импульсов осредненная скорость потока в испытываемой точке, измеренная в течение I–2 мин. параллельно с записью на пленку, составляет $\bar{u}$ = 87,I см/сек и практически совпадает с данными обработки хронограммы. Для рассматриваемого примера $[\Sigma M(u_i^*)]^3 = \bar{u}^3$ = =640 дм^3/сек^3.

8. Возведем в куб мгновенные скорости u_i^*, для каждой из которых соответственно находим величины $M(u_i^*)^3$ (колонки 7 и 8).

По аналогии с предыдущим пунктом $\Sigma M(u_i^*)^3 = \bar{u}^3$, т.е. математическое ожидание кубов мгновенных скоростей равно осредненному значению куба мгновенных скоростей. Таким образом, из табл.I имеем $\Sigma M(u_i^*)^3 = \bar{u}^3 = 862{,}37$ дм^3/сек^3.

9. Приведем значение средней скорости потока в конце прыжка, зная, что $Q = 113$ л/сек. и $b_{лот} = 40$ см. При опытном значении глубины наполнения лотка за прыжком на гладком дне ($\Delta \approx 0$) $h_0'' = 46{,}7$ см эта скорость будет

$$V_2 = \frac{q}{h_0''} = \frac{2830}{46{,}7} = 60{,}3 \text{ см/сек}, \quad V_2^3 = 220 \text{ дм}^3/\text{сек}^3.$$

Теперь, имея в виду изложенное и учитывая зависимости (I) – (5), нетрудно представить выражение для коррективa кинетической энергии (дифференцированно и в полном виде):

а) доля корректива за счет пульсации скорости:

$$\alpha_n = \frac{\Sigma M(u_i^*)^3}{[\Sigma M(u_i^*)]^3} \qquad (6)$$

$$\alpha_n = \frac{862{,}37}{640} = 1{,}35;$$

б) доля корректива за счет неравномерности распределения осредненных скоростей по сечению:

$$\alpha_н \frac{[\Sigma M(u_i^*)]^3}{V_2^3} \qquad (7)$$

$$\alpha_н = \frac{640}{220} = 2{,}9;$$

в) корректив кинетической энергии с учетом пульсации и неравномерности распределения скоростей (полный корректив):

$$\alpha = \frac{\Sigma M(u_i^*)^3}{V_2^3} = \frac{\alpha_n [\Sigma M(u_i^*)]^3}{V_2^3} = \alpha_n \cdot \alpha_н \qquad (8)$$

$$\alpha = \frac{862,37}{220} = 3,92.$$

Выполненный расчет показывает, что корректив кинетической энергии достигает больших значений. Значения α, подсчитанные по изложенному методу для нескольких точек поперечного сечения потока, приведены на рис.I и 2.

Результаты подсчетов α для других моделей плотин и расходов сведены в табл.2 и 3. В опытах с плотинами высотой P=30, 20 и I0 см хронограммы скорости строились с временем дискретизации Δt=0,I-0,2 сек., т.е. период сглаживания в этих опытах был в 2-4 раза меньше, чем при P=90 и 60 см. Для всего потока полученные α осредняются по его глубине.

На рис.3 и 4 показаны кривые распределения полного корректива кинетической энергии и его составляющих для гладкого и шероховатого дна в случае $\Delta/h''\approx 0,I28$, причем те и другие имеют прямо противоположное построение.

Проанализируем каждый из графиков.

I. ГРАФИК КОРРЕКТИВА ЗА СЧЕТ ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ (α_n)

Доля корректива за счет пульсации скорости как в случае гладкого, так и шероховатого дна в любой точке потока всегда больше единицы. Однако при гладком дне α_n наибольшего значения достигает в верхних слоях потока. В условиях шероховатого дна, наоборот, корректив имеет максимум в нижних слоях потока за счет увеличения размаха пульсации скорости у дна. Например, для двух близких к дну и почти одинаково расположенных точек потока в гладком (y/h''=0,36) и шероховатом (y/h''=0,34) руслах (рис.I и 2) на основе измерений соответственно получаем $\left(\frac{u_{max}}{\bar{u}}\right)_{гл}$= I,64 и $\left(\frac{u_{max}}{\bar{u}}\right)_{шер}$=2,46, т.е. пульсация скорости в этой точке потока при шероховатом дне в I,5 раза

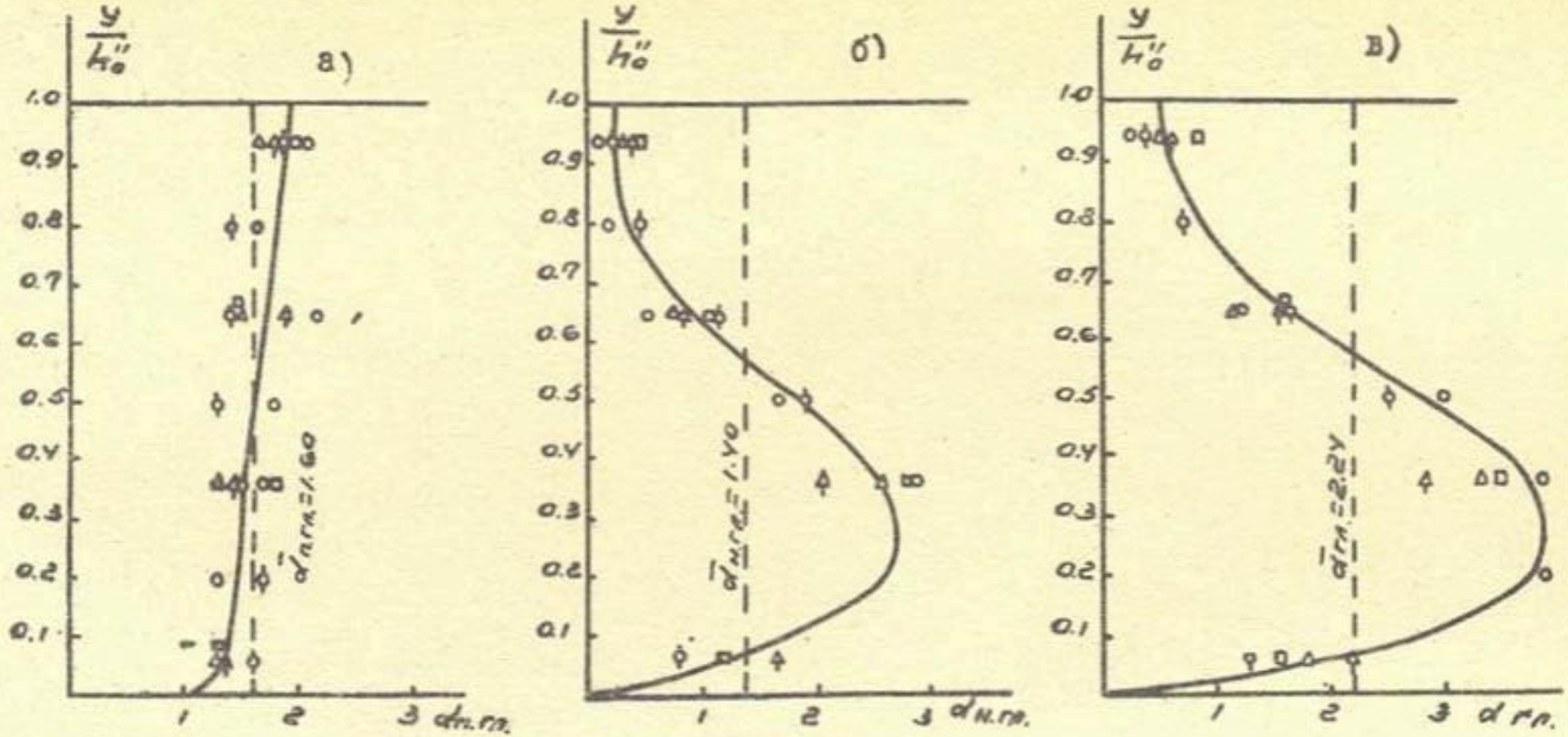


Рис.3.

а) Доля коррективa за счет пульсации скоростей; б) доля коррективa за счет неравномерности скоростей; в) полный коррективэнергии

○ – P= 90 см; ◑ – P=60 см; △ – P=30 см; ◭ – P=20 см; □ – P=I0 см

Q =II3 л/сек; Q = 6I,7 л/сек; Q =9 л/сек; Q= 4,9I л/сек; Q =I,73 л/сек

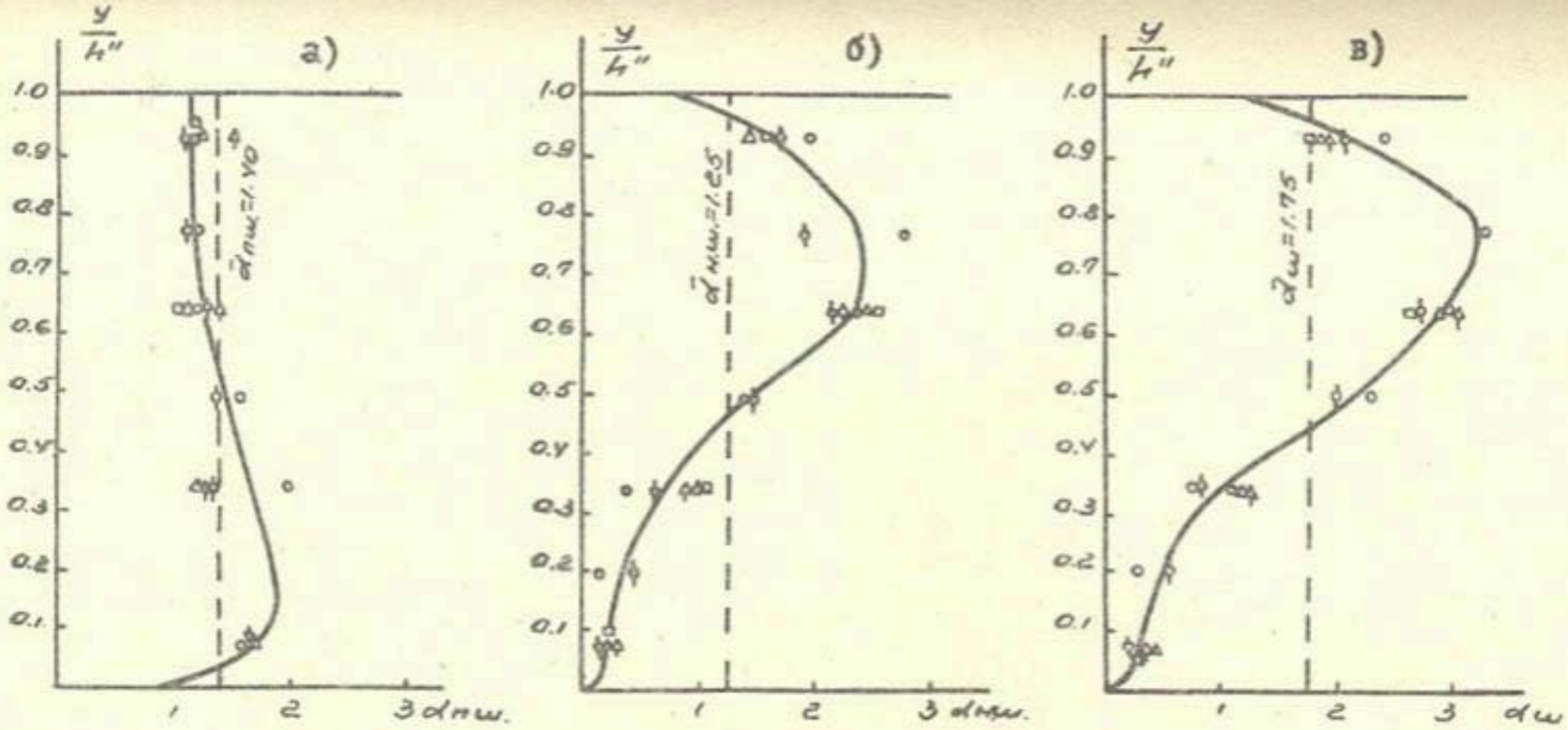


Рис.4.

а) Доля коррективa за счет пульсации скоростей; б) доля коррективa за счет неравномерности скоростей; в) полный корректив энергии

○ — P=90 см; ◊ — P= 60 см; △ – P=30 см; ◇ – P= 20 см; □ – P=10 см;

Q =113 л/сек; Q =61,7 л/сек; Q =9 л/сек; Q =4,91 л/сек; Q =1,73 л/сек

больше, чем при гладком. Поэтому и часть корректива за счет пульсации скорости при шероховатом дне тоже больше. Если для гладкого дна $\alpha_{п.гл.}=1,35$, то при шероховатом дне $\alpha_{п.ш.}=2,02$.

Однако корректив $\alpha_п$ нельзя рассматривать вне связи с энергетической характеристикой потока. В энергетическом отношении поток в придонной области в конце вальца прыжка и за ним при смене гладкого дна шероховатым оказывается в лучшем для сооружения состоянии, хотя $\alpha_{п.ш.} > \alpha_{п.гл.}$

Рассмотрим изменение энергонасыщенности потока, когда гладкое дно заменяется шероховатым.

Поток в исследуемом сечении прыжка считаем сплошной средой, в любой точке которой в каждый момент времени скорости изменяются. Воспользовавшись понятием механики сплошных сред [16], энергетическое состояние потока будем характеризовать потоком кинетической энергии - энергией, проносимой через единичную площадку в единицу времени t :

$$П.Э=\frac{m u^2}{2 S t}\ \frac{г}{сек} \qquad (9)$$

Поток энергии в любой точке живого сечения по действительным и осредненным скоростям легко подсчитывается по хронограммам пульсации скоростей. В первом случае энергия пропорциональна математическому ожиданию кубов мгновенных скоростей, а во втором - кубу математического ожидания мгновенных скоростей.

Поток энергии по осредненным местным скоростям будет

$$\overline{П.Э.} = \tfrac{1}{2}\rho\bar{u}^3 = \tfrac{1}{2}\rho[\Sigma M(u_i^*)]^3 \qquad (10)$$

На рис.5 приведены графики распределения плотностей потока энергии по глубине в конце прыжка при гладком и шероховатом дне.

Из графиков видно, что распределение плотности потока энергии при переходе от гладкого дна к шероховатому претерпевает коренное качественное изменение: при гладком дне наибольшая энергия сосредоточена у дна и может превосходить осредненный для всего сечения поток энергии в 4 раза, а при шероховатом дне, наоборот, на придонную область приходится наименьшая энергия, которая, по данным наших опытов, в 8–9 раз меньше средней энергии всего потока.

Теперь становится понятна закономерность наблюдаемого явления. Действительно, в случае шероховатого русла в придонной области в конце прыжка доля корректива за счет пульсации скоростей $\alpha_{п.ш.}$ больше, чем $\alpha_{п.гл.}$. Но это не может привести к существенному возрастанию энергии, так как ее абсолютная величина очень незначительна.

Таким образом, корректив за счет пульсации $\alpha_п$ в каждой точке потока без взаимосвязи с энергией не отражает полностью явления.

Другой вывод, вытекающий из результатов исследований, заключается в том, что при смене гладкого дна шероховатым средняя величина $\bar{\alpha}_п$ для всего сечения уменьшается за счет уменьшения абсолютных значений макропульсаций скоростей транзитной струи прыжка.

2. ГРАФИК КОРРЕКТИВА ЗА СЧЕТ НЕРАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСРЕДНЕННЫХ МЕСТНЫХ СКОРОСТЕЙ ($\alpha_н$)

Рассмотрев распределение части корректива за счет пульсации скоростей, мы убедились, что графики $\alpha_{п.гл.} = f(y/h_0'')$ и $\alpha_{п.ш.} = f(y/h'')$ показывают во сколько раз в одной и той же точке потока энергия по действительным скоростям может

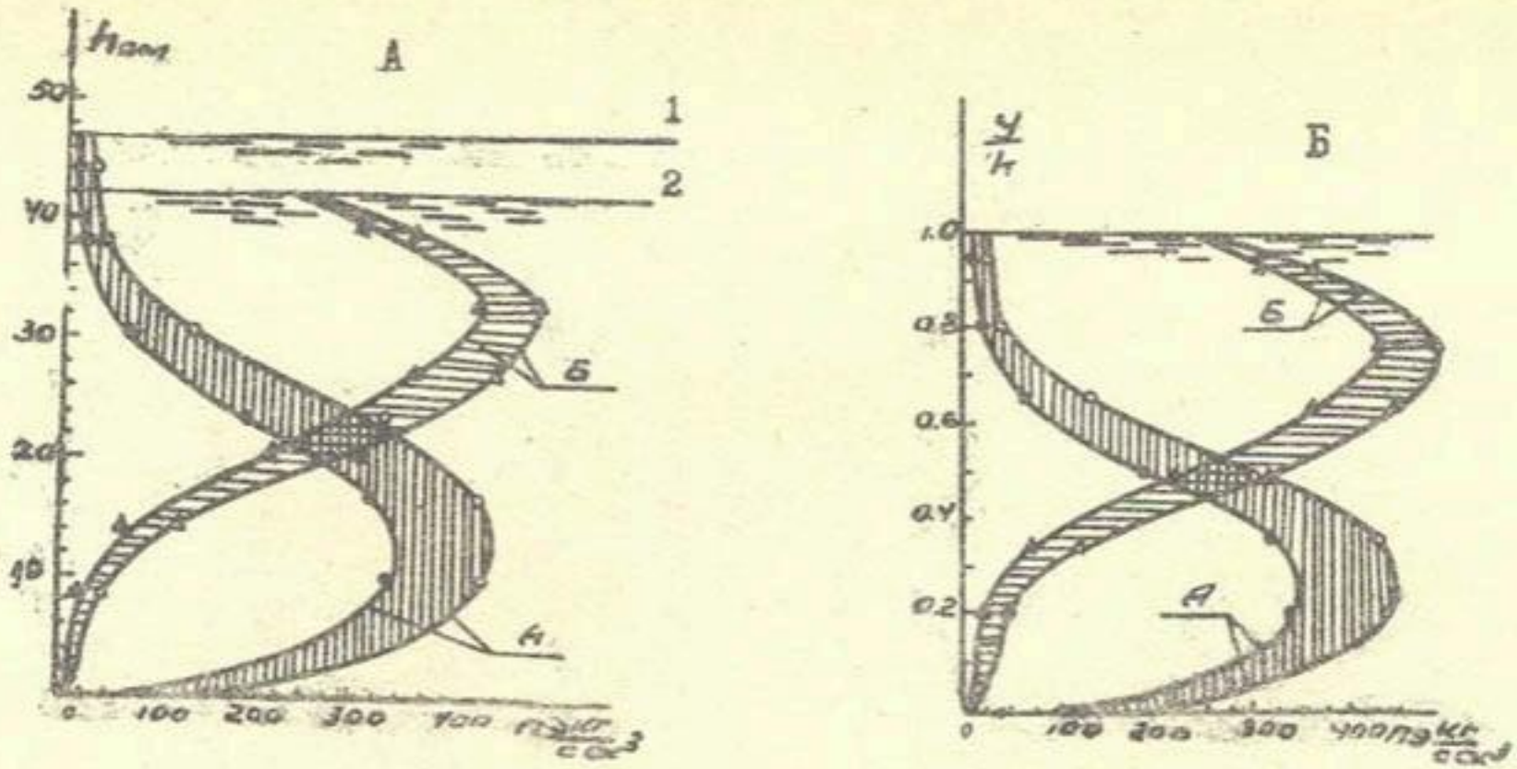


Рис.5

○△- энергия, подсчитанная по действительным скоростям; ●▲ - энергия, подсчитанная по осредненным скоростям; А - гладкое дно; Б - шероховатое дно; P =90 см; Q -113 л/сек.

I-гор.воды при гладком дне Δ=0

2-гор.воды при шероховатом дне Δ =52

превзойти энергию осредненного движения и поэтому по отдельной точке на графике невозможно судить об энергии всего потока.

Корректив же за счет неравномерности распределения скоростей $\alpha_н$, в противоположность $\alpha_п$, имеет совершенно иной смысл.

Физический смысл корректива $\alpha_н$ (рис.3 и 4) таков, что для любой точки потока он выражает отношение энергий, подсчитанных по осредненным местным скоростям, к средней энергии потока в данном сечении. По этой причине, благодаря уменьшению энергии в придонной области (на глубине 0,1–0,2 h) в случае шероховатого дна, часть корректива на неравномерность распределения скорости также незначительна и составляет $\alpha_{н.ш.}$=0,2–0,4, тогда как доля корректива за счет пульсации в этой области потока $\alpha_{п.ш.}$=1,5–1,9 (см.рис.4).

В верхних же слоях потока вследствие перемещения вверх максимальных скоростей транзитной струи прыжка этот корректив резко возрастает, достигая $\alpha_{н.ш.}\approx 2,5$, в то время как корректив за счет пульсации $\alpha_{п.ш.}$ уменьшается.

В случае гладкого дна наблюдаем обратную картину: у дна $\alpha_{н.г.}\approx 2,5–2,7$ и ближе к поверхности $\alpha_{н.г.}\approx 0,25–0,4$.

В целом замена гладкого дна шероховатым приводит к уменьшению также и этой части корректива для всего сечения, что и показывают рис.3 и 4, из которых имеем $\bar{\alpha}_{н.г.}$=1,4, а $\bar{\alpha}_{н.ш.}$ =1,25.

3. ГРАФИК ПОЛНОГО КОРРЕКТИВА КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ (α)

Анализ графиков коррективов за счет пульсации и неравномерности распределения скоростей облегчает понимание смысла графиков, отображающих изменение полного корректива кинетической энергии по глубине потока (рис.3 и 4). Так как полный корректив учитывает оба фактора, то на основа-

нии изложенных выше выводов графики $\alpha_{гл.} = f(y/h_0)$ и $\alpha_{ш.} = f(y/h)$ построены так, что для каждой точки потока они представляют произведение соответствующих значений $\alpha_л$ и $\alpha_н$. Как видим, эти графики имеют прямо противоположное построение; в случае гладкого дна основная энергия потока сосредоточивается у дна, а в случае шероховатого дна она перемещается в верхние слои потока.

Из изложенного в п.I и 2 вытекает, что при шероховатом дне для всего сечения потока уменьшаются значения полного корректива кинетической энергии. Это подтверждают приведенные графики, которые показывают, что $\bar{\alpha}_{гл.} = 2{,}24$ и $\bar{\alpha}_{ш.} = I{,}75$.

Разумеется, чтобы определить величину полного корректива энергии для всего потока следует выбрать несколько вертикалей. Для каждой из них находится среднее значение α. Далее по этим данным строится плановая эпюра распределения α, по которой находится средняя величина корректива для всего потока.

Сделанные нами проработки, по-видимому, являются первой попыткой получения непосредственно из опыта (по хронограммам пульсации скорости) числовых значений α в дифференциальной и интегральной формах, анализа ее составляющих с учетом влияния шероховатости дна.

Основной целью наших исследований было установление качественного различия в характере распределения и, следовательно, энергонасыщенности потока вследствие влияния шероховатости дна водотока. В связи с этим операции, связанные с определением α (дискретизация скоростей по времени и квантование их по уровню), выполнялись менее тщательно.

Согласно методу обработки случайных функций, в аналогичных случаях квантование скоростей по уровню должно

производиться в среднем в количестве I4–I5. Соответственно должно быть уменьшено время дискретизации скорости. Выбранное нами время дискретизации недостаточно для точной количественной оценки α, так как внутри этого промежутка времени происходит некоторое сглаживание, уменьшение максимального размаха скорости, от величины которого во многом зависит значение рассматриваемого корректива.

Возможно, по этой причине наблюдается расхождение в численных значениях $\bar{\alpha}$, полученных нами из опыта, с вычисленными по формулам М.С.Вызго и Л.А.Машковича /8/, Д.И.Кумина /I3–I5/, Т.Г.Войнича-Сяноженцкого /6/, А.А.Кадырова /I0,II/.

По данным этих авторов, за исключением Т.Г.Войнича-Сяноженцкого, в подобных условиях[I] при гладком дне $\bar{\alpha}>3$

3. Формула Войнича-Сяноженцкого дает $\bar{\alpha}=I,75$.

Отметим также, что хотя значения корректива α в конце прыжка подсчитывались в пяти опытах с различными расходами ($q=I,73–II3$ л/сек) и высотами модели плотин ($P = I0 - 90$ см), однако некоторые условия в опытах оставались неизменными. Например, во всех опытах относительное расширение потока в нижнем бьефе оставалось почти одинаковым. При гладком дне опыты проводились при $\eta_0=\frac{h_0''}{h'}\approx 7,I5 = const$, а при шероховатом дне за счет подобия геометрических размеров выступов шероховатости $\eta=\frac{h''}{h'}\approx 6,3 = const$, т.е. число Фруда оставалось постоянным. Поэтому по этим опытам не удалось получить какой-либо зависимости для α.

I Например, в опыте с $q = 545$ см^2/сек $h' = 2,I7$ см, $h_0'' = I5,7$ см /7, I2/.

При использовании наших опытных данных о глубинах прыжка из известных формул для $\bar{\alpha}$ /6, 8, 10, 13/ наиболее близкой к соотношению $\frac{\bar{\alpha}_{гл.}}{\bar{\alpha}_{ш.}} = \frac{2,24}{1,75} = 1,28$, полученному непосредственно из опыта (для $\Delta/h''_0 = 0,128$), оказалась формула А.А.Кадырова:

$$\bar{\alpha} = 1 + \frac{h_2^2}{2h_{кр}^2} \qquad (11)$$

Поэтому мы предлагаем следующую формулу для корректива $\bar{\alpha}$ в условиях шероховатого дна:

$$\bar{\alpha}_{ш.} = \frac{\bar{\alpha}_{гл.}}{1 + 0,9(\Delta/h''_0)^{0,62}}$$

или

$$\frac{\bar{\alpha}_{гл.}}{\bar{\alpha}_{ш.}} = 1 + 0,9\left(\Delta/h''_0\right)^{0,62} \qquad (12)$$

где Δ – высота выступа шероховатости;

h''_0 – глубина за прыжком при гладком дне;

$\alpha_{гл.}$ – подсчитывается по формуле (11).

Графическое изображение формулы (12) дано на рис.7, из которого устанавливаем, что при увеличении относительной шероховатости дна до $\Delta/h''_0 \approx 0,4$ корректив $\bar{\alpha}_{ш}$ уменьшается почти на 40%.

4. ЗАМЕЧАНИЯ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ПОТОКА И ЕЕ ПОДОБИИ

Графики распределения плотности потока энергии строились для опытов с моделями плотин высотой P = 90, 60, 30, 20, 10 см. В одной серии опытов, как уже указывалось, дно было гладким. Другая серия опытов проводилась при шероховатом дне (все модели были геометрически подобны не только по форме сооружения, но и шероховатости дна водотока, т.е. по высоте выступа шероховатости). Общие данные для всех опытов на моделях таковы:

$F_{r_1} \approx 32,0 = const \quad \Delta/h''_0 \approx 0,128 = const.$

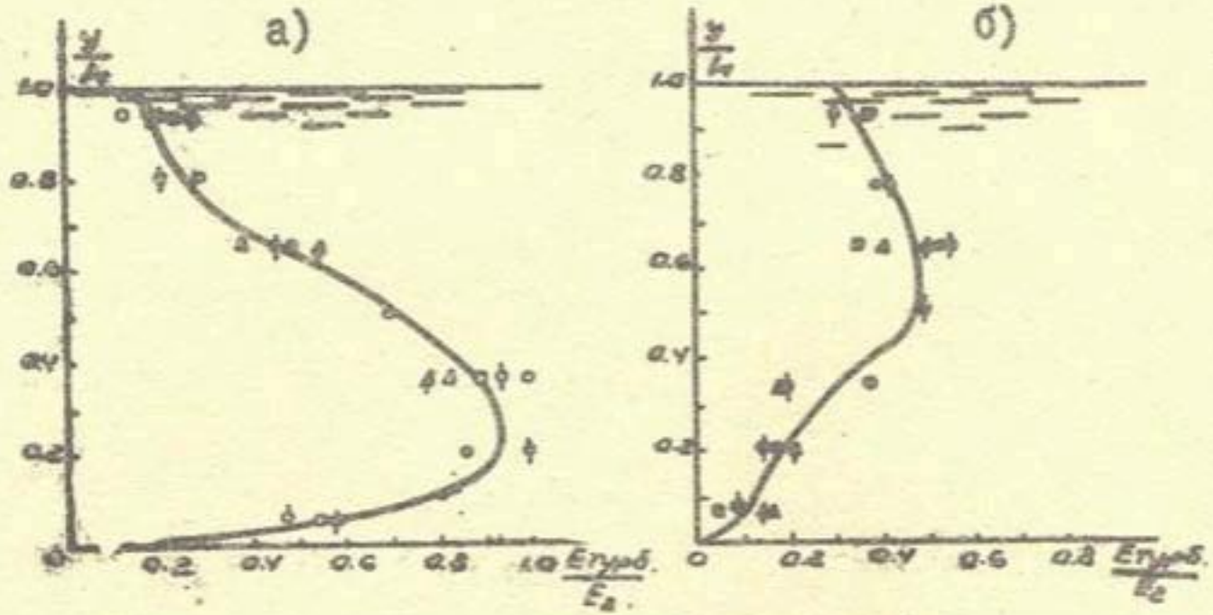


Рис.6

а) Дно гладкое; б) дно шероховатое

○ ● - P=90 см; ◊ ◆ - P=60 см; △ ▲ - P=30 см; △ ◆ - P=20 см; □ ■ - P=10 см

Q =113 л/сек; Q =61,7 л/сек; Q =9 л/сек; Q =4,9 л/сек; Q=1,7 л/сек

Δ=0, Δ=52 мм; Δ=0, Δ=35 мм; Δ=0, Δ=17,5 мм; Δ=0, =12 мм; Δ=0, Δ=5,5 мм

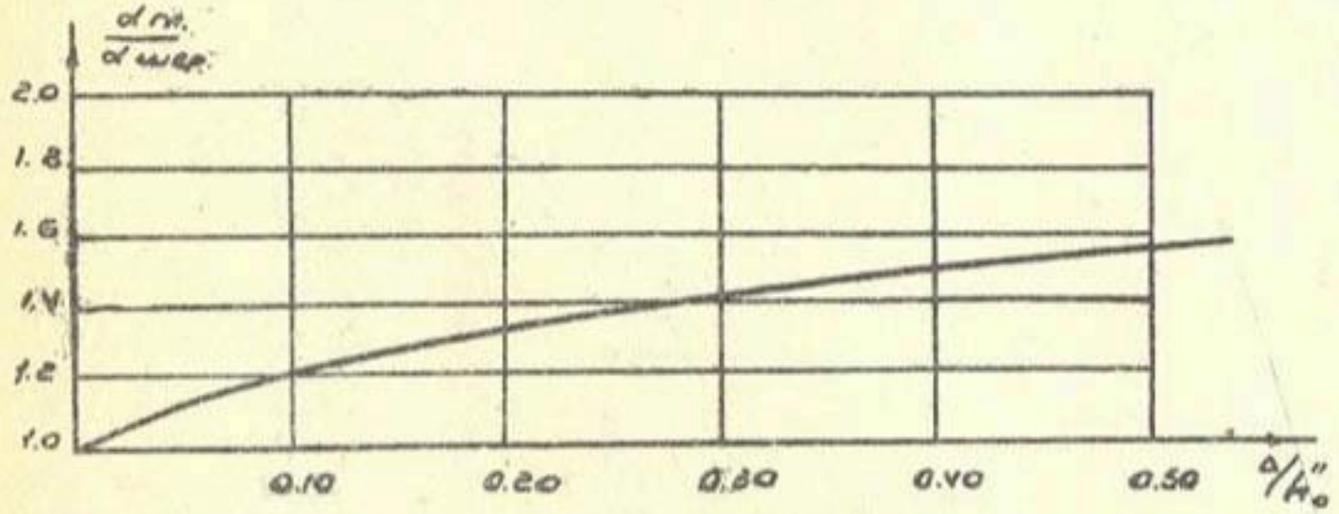


Рис.7

Распределение плотности потока энергии в геометрически подобных условиях на всех графиках оказалось подобным: в опытах с гладким дном (при всех масштабах модели) наибольшая энергия сосредоточивалась у дна, а в русле с шероховатым дном – в верхних слоях потока.

Чтобы объединить эти изменения единым критерием, общую оценку кинетической энергии в любой точке неравномерного потока производим по одной интегральной характеристике – плотности потока пульсационной энергии, пропорциональной математическому ожиданию кубов мгновенной скорости и равной разности энергий, подсчитанных по действительным и осредненным скоростям (заштрихованная часть графика на рис.5).

На рис.6 по оси абсцисс отложены значения отношений турбулентной энергии потока в различных по глубине точках к осредненной кинетической энергии потока E_2 в концевом сечении прыжка. Энергия пульсации в конце прыжка при гладком дне намного больше, чем при шероховатом, и на глубине $(0,3-0,35)\,h_2$ достигает наибольшей величины, равной величине осредненной энергии потока E_2 в концевом сечении прыжка. Энергия пульсации на этой же глубине при шероховатом дне не превышает $(0,2-0,3)\,E_2$

Близкое расположение идентичных точек на моделях, в дополнение к выводам, сделанным ранее /12/, указывает на подобие энергетических параметров потоков в зоне прыжка при условии, если соблюдается геометрическое подобие не только формы сооружения, но и шероховатости русла. Естественно, и значения коррективов α в идентичных точках подобных потоков близки (см.рис.3 и 4).

Графики потока кинетической и пульсационной энергий представляют интерес с точки зрения местных размывов и борьбы с этим явлением.

Скопление большой энергии потока у дна является одной из причин разрушения сооружений и их нижних бьефов. Устройство в пределах крепления повышенной шероховатости или других искусственных гасителей способствует сосредоточиванию основной энергии у поверхности.

5. О КОРРЕКТИВЕ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ (α_0)

Рассуждения относительно корректива кинетической энергии верны и для корректива количества движения с той лишь разницей, что в данном случае приходится оперировать квадратами мгновенных скоростей и их математическими ожиданиями.

По аналогии имеем:

а) доля корректива за счет пульсации скорости:

$$\alpha_{0.п.}=\frac{\Sigma M(u_i^*)^2}{[\Sigma M(u_i^*)]^2}, \qquad (17)$$

б) доля корректива за счет неравномерности распределения осредненных скоростей по сечению:

$$\alpha_{0.н.}=\frac{[\Sigma M(u_i^*)]^2}{V_2^2} \qquad (18)$$

в) коррективколичества движения с учетом пульсации и неравномерности распределения скоростей (полный корректив):

$$\alpha_0=\frac{\Sigma M(u_i^*)^2}{V_2^2}=\frac{\alpha_{0.п.}[\Sigma M(u_i^*)]^2}{V_2^2}=\alpha_{0.п.}\cdot\alpha_{0.н.} \qquad (19)$$

Сопоставление соотношений $\frac{\alpha_{0.гл.}}{\alpha_{0.ш.}}$, полученных непосредственно из опыта, при $\Delta/k''\approx 0{,}128$, с рассчитанными по формуле А.А.Кадырова /10,11/ с использованием наших данных о глубинах h_0 и h'' прыжка дало хорошую сходимость. Поэтому корректив количества движения $\alpha_{0.ш.}$ с учетом шероховатости дна предлагаем определять по формуле

$$\alpha_{o.ш.} = \frac{\alpha_{o.гл.}}{1 + 0{,}5\left(\Delta/h_o''\right)^{0{,}55}} \qquad (20)$$

или

$$\frac{\alpha_{o.гл.}}{\alpha_{o.ш.}} = 1 + 0{,}5\left(\frac{\Delta}{h_o''}\right)^{0{,}55} \qquad (21)$$

где $\alpha_{o.гл.}$ находится по формуле А.А.Кадырова:

$$\alpha_{o.гл.} = 1 + \frac{1}{6}\left(\frac{h_o''}{h_{гр}}\right)^2 \qquad (22)$$

По сравнению с коррективом кинетической энергии уменьшение корректива количества движения с возрастанием шероховатости дна происходит несколько медленнее.

ЛИТЕРАТУРА

I. Базилевич В.А. Исследование актуальных (максимальных мгновенных) скоростей и их связи с размывающей способностью в равномерном потоке и в нижних бьефах водосливных плотин, Автореферат канд.дисс., Киев, I962.

2. Базилевич В.А. Затухание повышенной турбулентности за донными и поверхностными затопленными прыжками, Сб. "Гидравлика", Киев, I966, № 2.

3. Великанов М.Л. Динамика русловых потоков, М., Физматгиз, I953.

4. Великанов М.Л. Русловой процесс, М., Физматгиз, I958.

5. Вентцель Е.С. Теория вероятностей, М., Физматгиз, I962.

6. Войнич-Сяноженцкий Т.Г. Донный гидравлический прыжок и гашение энергии, "Изв.ТНИСГЭИ",1955, т.9.
7. Вызго М.С., Маллаев Б.Г. Гидравлический прыжок как водомер, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1966, № 3.
8. Вызго М.С., Машкович Л.А. О гидравлическом прыжке, Труды САНИИРИ, вып.73, 1948.
9. Гмурман В.Е. Введение в теорию вероятностей и математическую статистику, М., Изд-во "Высшая школа", 1963.
10. Кадыров А.А. Коррективы количества движения и кинетической энергии в условиях нижних бьефов, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1959, № 2.
11. Кадыров А.А. Погашение энергии в вальце гидравлического прыжка и на послепрыжковом участке, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1958, № 1.
12. Кузьминов Ю.М., Маллаев Б.Г., Мухтаров М.П. Некоторые результаты исследования турбулентности в геометрически подобных потоках, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, 1966, № 4.
13. Кумин Д.И. О рассеивании энергии в нижнем бьефе и его влиянии на выбор длины крепления, "Изв.ВНИИГ", 1951, т.46.
14. Кумин Д.И. Гидравлический расчет крепления в нижнем бьефе водосбросов, М.-Л., Госэнергоиздат,1956.
15. Кумин Д.И. Основные вопросы проблемы сопряжения бьефов гидротехнических сооружений, техническая информация ВНИИГ, Л., 1957.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред, М., 1953.
17. Минский Е.М. Турбулентность руслового потока, Л., Гидрометеоиздат, 1952.

I8. Павловский Н.Н. Собрание сочинений, М.-Л., т.I, Изд-во АН СССР, I950.

I9. Фомичев М.С. Изучение водного потока для борьбы с разрушениями плотин, "Природа", I958, № 2.

20. Фомичев М.С. Исследование кинематических и динамических характеристик потока на участке сопряжения бьефов, Сб. "Гидравлика сооружений и динамика речных русел", М., Изд-во АН СССР, I959.

Б.Г.МАЛЛАЕВ

ВЛИЯНИЕ РАВНОЗЕРНИСТОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ ВОДОБОЯ НА ВТОРУЮ СОПРЯЖЕННУЮ ГЛУБИНУ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ПРЫЖКА

Учет воздействия сил сопротивлений дна водотока на вторую сопряженную глубину гидравлического прыжка – исключительно сложная задача. В литературе имеются лишь общие сведения о влиянии сопротивления дна на высотные размеры прыжка. Например М.Н.Грацианский [2] считает возможным уменьшение глубины в конце прыжка до 20% за счет сил трения. На такое же уменьшение второй сопряженной глубины прыжка путем устройства на водобое гасителей указывает Д.И.Кумин [6]. По мнению А.Н.Рахманова [8,9], понижение уровня нижнего бьефа за счет устройства на водобое различных гасителей можно довести до 40%. Влияние зернистой шероховатости дна на глубину в конце прыжка очень приближенно оценил К.А.Сулейменов [10]. Существование взаимосвязи элементов гидравлического прыжка со степенью шероховатости дна водобоя отмечается в исследованиях М.С.Вызго и Ю.М.Кузьминова [1].

Известно, что при выводе основного уравнения гидравлического прыжка при подсчете суммы проекций импульсов всех сил, действующих на выделенный объем жидкости, одна из внешних сил – сопротивление дна на участке образования прыжка – не учитывается. Далее предполагается отсутствие пульсации скоростей, одинаковое распределение их в сечениях перед прыжком и непосредственно за ним и, как следствие, равные коррективы количества движения в этих сечениях.

В условиях плоской задачи из выражения для изменения секундного количества движения жидкости при рас-

чете на единицу ширины потока получается

$$\frac{1}{2}(h')^2+\frac{\alpha_0' q^2}{g h'}=\frac{1}{2}(h_0'')^2+\frac{\alpha_0'' q^2}{g h_0''}. \qquad (I)$$

Для шероховатого русла уравнение (I) дополняется реакцией выступов шероховатости, деленной на объемный вес воды:

$$\frac{1}{2}(h')^2+\frac{\alpha_0' q^2}{g h'}=\frac{1}{2}(h'')^2+\frac{\alpha_{0ш}'' q^2}{g h''}+\frac{R}{\gamma}, \qquad (2)$$

где h'', в отличие от h_0'' в уравнении (I), – вторая сопряженная глубина прыжка при шероховатом дне водобоя;

$\alpha_{0.ш.}''$ – корректив количества движения в конце вальца прыжка в условиях шероховатого дна.

Величина реакции выступов тем больше, чем более шероховатое дно. Если гидравлические условия в сжатом сечении остаются неизменными, то правые части выражений (I) и (2) тождественны. С возникновением дополнительного члена $\frac{R}{\gamma}$ это тождество выполняется за счет уменьшения h'' и $\alpha_{0.ш.}''$.

Таким образом, при одних и тех же гидравлических условиях в сечении перед прыжком замена гладкого русла шероховатым всегда приводит к тому, что в конце прыжка $h''<h_0''$ и $\alpha_{0ш.}''<\alpha_0''$. Это было проверено нами экспериментально. Установка, на которой проводились опыты, представляла собой водосливные плотины с пятью различными высотами (P = 10–90 см), помещенные в прямоугольных лотках различной ширины. Контуры водосливов очерчивались по Кригеру–Офицерову.

Малые водосливы ($P \leq 30$ см) выполняли из металла и устанавливали в гидравлическом стеклянном лотке шириной B = 16,5 см [4]. Более крупные плотины ($P \geq 60$ см)

строили в бетонном с железнением лотке шириной B =40 см.

Опыты ставили в широком диапазоне расходов (Q = 1÷113 л/сек), чисел Фруда и Рейнольдса (F_r =25–160, R_e = 10000–300000) и относительной шероховатости дна ($\frac{\Delta}{h_0}$ = 0,008–0,47, где Δ – высота выступа шероховатости). Равнозернистую шероховатость водобоя создавали наклейкой на металлические пластины отобранных частиц песка и гравия крупностью от 1,2 до 52 мм [5]. Опыты сначала проводили с гладким дном. Для максимального устранения влияния сил сопротивления поверхностям дна и стенок лотков придавалось свойство гидрофобности. Гидрофобизация достигалась нанесением на тщательно обработанные поверхности слоя кремнеорганического лака, применяемого в авиации для покрытия поверхностей самолетов.

В процессе опытов с помощью специально изготовленных пьезометров измерялись глубины потока в конце прыжка. Пьезометры имели низкую чувствительность к пульсациям уровня нижнего бьефа, сглаживали их и повышали точность измерений.

Результаты измерений основных параметров опытов приведены в таблице. Во всех пяти вариантах опытов (P=10, 20, 30, 60 и 90 см) вторая глубина прыжка изменяется в зависимости от шероховатости дна водобоя, т.е. $h'' = f[\Delta, q(h_{кр})]$. Графическая иллюстрация этой связи для одного из опытов (P=30 см) дана на рис.1. Анализ этих кривых показал, что вторая сопряженная глубина прыжка может определяться уравнением вида

$$h'' = h_0'' - \alpha \Delta^{\varphi}, \qquad (3)$$

в котором α – опытный коэффициент: $\alpha = f(q) = f(h_{кр})$;

φ – некоторый показатель степени.

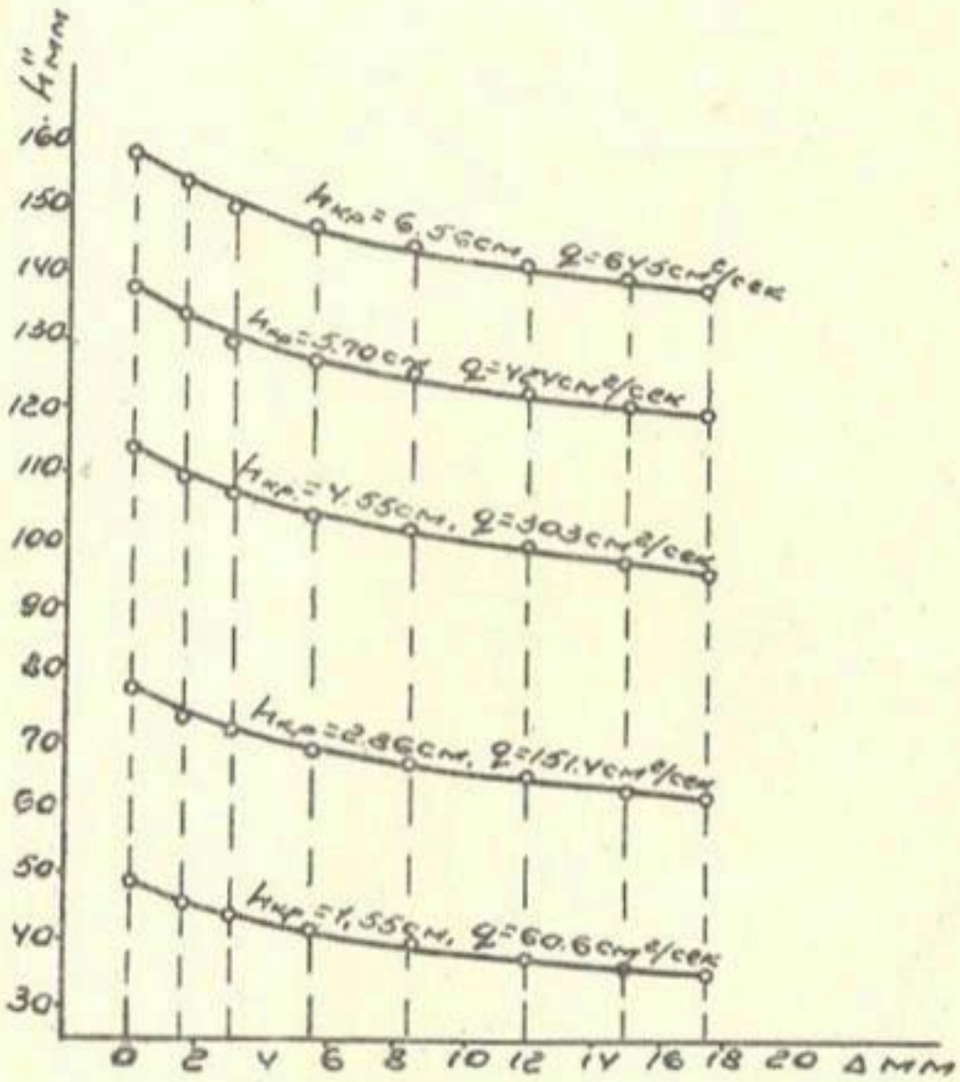


Рис. I. $h'' = h''_0 - (0{,}6+0{,}3I h_{кр})^{0{,}45} \cdot \Delta^{0{,}55}$

По данным наших исследований, в пределах всех опытов можно принять $\varphi = 0{,}55$. Выражение для коэффициента α получилось следующим:

$$\alpha = (0{,}6 + 0{,}31 h_{кр})^{0{,}45} \qquad (4)$$

Следовательно,

$$h'' = h_0'' - (0{,}6 + 0{,}31 h_{кр})^{0{,}45} \Delta^{0{,}55} \qquad (5)$$

Формулу (5) запишем в безразмерной форме:

$$\frac{h''}{h_0''} = 1 - \left(\frac{0{,}6 + 0{,}31 h_{кр}}{h_0''}\right)^{0{,}45} \left(\frac{\Delta}{h_0''}\right)^{0{,}55} \qquad (6)$$

Выполненные расчеты показали, что величина дроби перед ($\frac{\Delta}{h_0''}$) очень мало изменяется при значительном увеличении удельного расхода (или $h_{кр}$).

Для каждой из исследованных плотин в диапазоне опытных расходов численное выражение дроби изменяется незначительно – на 0,04–0,05. Поэтому после осреднения числовых значений дроби вместо формулы (6) получили

$$\frac{h''}{h_0''} = 1 - 0{,}47 \left(\frac{\Delta}{h_0''}\right)^{0{,}55}. \qquad (7)$$

С учетом других значений коэффициента α, соответствовавших остальным опытам, окончательно получили

$$\frac{h''}{h_0''} = 1 - 0{,}41 \left(\frac{\Delta}{h_0''}\right)^{0{,}55} \qquad (8)$$

Замена формулы (8) более удобной для расчетов зависимостью

$$\frac{h''}{h_0''} = 1 - 0{,}4 \sqrt{\frac{\Delta}{h_0''}} \qquad (9)$$

не приводит к большой погрешности.

Кривая на рис.2 построена на основе формулы (8). Опытные точки, относящиеся к исследованиям всех плотин, за некоторым исключением. близко расположились к кривой,

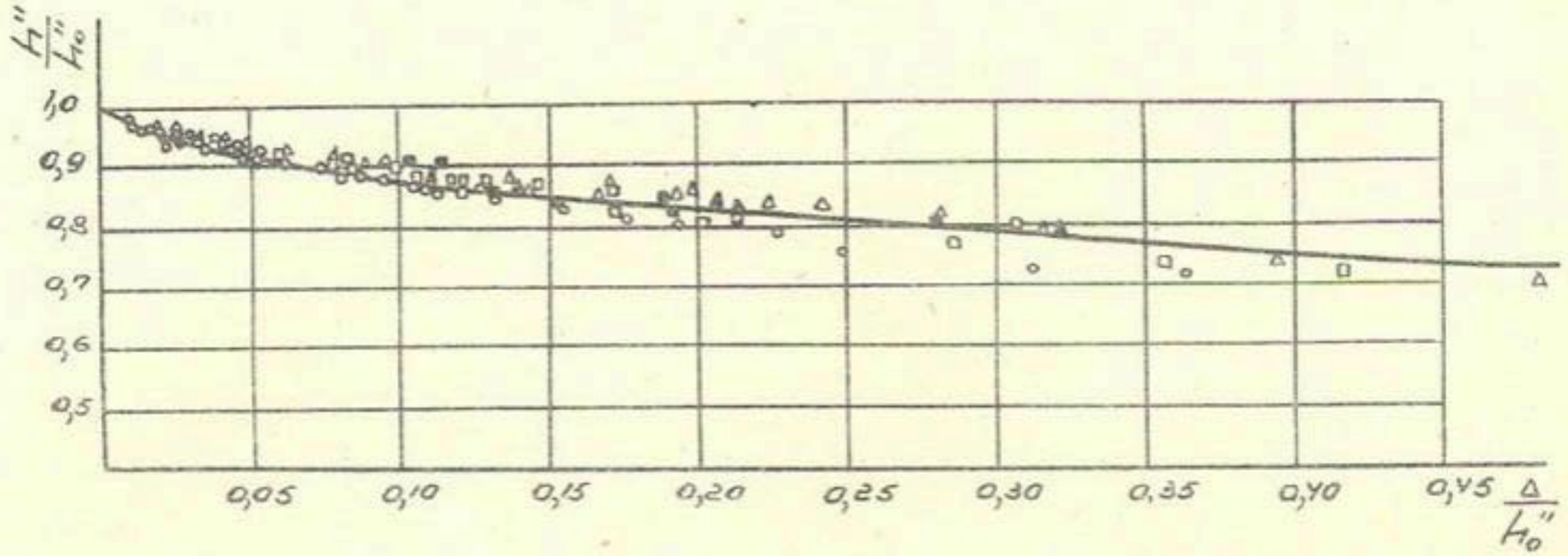


Рис.2. Зависимость $\frac{h''}{h''_0} = 1-0{,}41\left(\frac{\Delta}{h''_0}\right)^{0{,}55}$

■ – P=90 см, ▲ – P=60 см, ○ – P=30 см, □ – P=20 см, △ – P=10 см.

подтверждая правильность подобранной зависимости. При достижении шероховатости дна $\frac{\Delta}{h_0''} \approx 0,4$ вторая глубина прыжка снижается примерно на 25%, что согласуется с указаниями Д.И.Кумина [6], М.Н.Грацианского [2] и данными А.Н.Рахманова [8,9]. Однако уменьшение второй сопряженной глубины прыжка по сравнению с его длиной происходит значительно медленнее. Для сравнения приводим формулу длины прыжка с учетом шероховатости дна, полученную нами [7] из тех же опытов:

$$\frac{l}{l_0} = 1 - 0,72\sqrt[3]{\frac{\Delta}{h_0''}} \qquad (10)$$

Согласно этой формуле, увеличение шероховатости дна до $\frac{\Delta}{h_0''} \approx 0,4$ дает уменьшение длины вальца прыжка почти на 50%.

Исследования подтвердили вывод о том, что переход от гладкого дна к шероховатому при прочих неизменных гидравлических условиях ($Q = idem$, $h_2 = idem$) приводит к затоплению прыжка [6, 8, 9]. Чем больше относительная шероховатость дна $\frac{\Delta}{h_0''}$, тем больше затопление. В частности, для $\frac{\Delta}{h_0''} \approx 0,4$ коэффициент затопленности прыжка составит $\sigma = \frac{h_2''}{h''} = 1,33$. Поэтому, если небольшое уменьшение глубины прыжка при гладком дне может привести к его отгону и послужить причиной образования больших местных размывов и аварии сооружения, то при шероховатом дне этого не наблюдается. Для шероховатости $\frac{\Delta}{h_0''} \approx 0,4$ отгон прыжка наступит, когда $h'' \leq 0,75 h_0''$.

Что касается коррективы количества движения в условиях шероховатого дна водобоя, то его изменение, согласно нашим экспериментам, происходит по зависимости

$$\alpha_{0ш}'' = \frac{\alpha_0''}{1 + 0,5\left(\frac{\Delta}{h_0''}\right)^{0,55}}, \qquad (11)$$

где значения α_o'', соответствующие гладкому дну и полученные непосредственно из опыта, оказались наиболее близкими к подсчитанным по формуле А.А.Кадырова [3]:

$$\alpha_o'' = 1 + \frac{1}{6}\left(\frac{h_o''}{h_{кр}}\right)^2. \qquad (12)$$

Таблица

Условия опыта		Δ, см	h'', см	$\frac{\Delta}{h_o''}$	$\frac{h''}{h_o''}$
Высота плотины P=90 см					
Q = 20 л/сек	q = 500 см²/сек	3,5	I5,70	0,I89	0,850
h' = I,5 см	h_o'' =I8,50 см	5,2	I5,00	0,28I	0,8I0
Q =40,0 л/сек	q =I000 см²/сек	3,5	23,40	0,I29	0,860
h' =2,6 см	h_o'' =27,I5 см	5,2	22,50	0,I92	0,830
Q =6I,7 л/сек	q =I540 см²/сек	3,5	30,70	0,I04	0,9I0
h' =3,64 см	h_o'' =33,62 см	5,2	28,20	0,I54	0,840
Q =II3 л/сек	q =2830 см²/сек	3,5	–	–	–
h' =6,4 см	h_o'' =46,70 см	5,2	42,00	0,II4	0,9I0
Высота плотины P=60 см					
Q = 20 л/сек	q =500 см²/сек	3,5	I3,5	0,2I3	0,832
h' =I,8 см	h_o'' =I6,2 см	5,2	I3,0	0,32I	0,800
Q =40 л/сек	q =I000 см²/сек	3,5	2I,9	0,I40	0,870
h' =3,0 см	h_o'' =25,I см	5,2	2I,3	0,207	0,850
Q =6I,7 л/сек	q =I540 см²/сек	3,5	27,5	0,II2	0,880
h' =4,30 см	h_o'' =3I,2 см	5,2	26,80	0,I67	0,860

Высота плотины P=30 см

Q =I,0 л/сек	q =60,6 см^2/сек	0,I6	4,50	0,033	0,937
		0,30	4,30	0,63	0,896
h' =0,29 см	h''_o=4,8 см	0,55	4,I0	0,I55	0,854
		0,85	3,90	0,I77	0,8I2
		I,20	3,65	0,250	0,760
		I,50	3,50	0,3I3	0,730
		I,75	3,50	0,365	0,7I9
Q =2,50 л/сек		0,I6	7,30	0,02I	0,948
	q =I5I,4 см^2/сек	0,30	7,I0	0,039	0,922
h' =0,65 см		0,55	6,80	0,072	0,883
		0,85	8,60	0,II0	0,857
		I,20	6,40	0,I56	0,83I
	h''_o=7,70 см	I,50	6,20	0,I95	0,799
		I,75	6,I0	0,228	0,786

Высота плотины P=30 см

Q = 5,0 л/сек		0,I6	I0 90	0,0I4	0,965
	q =303 см^2/см	0,30	I0 60	0,027	0,938
		0,55	I0,30	0,049	0,9I2
		0,85	I0,I0	0,075	0,894
h' =I,23 см	h''_o=II,30 см	I,20	9,80	0,I06	0,867
		I,50	9,60	0,I33	0,845
		I,75	9,40	0,I55	0,832
Q =7,0 л/сек		0,I6	I3,30	0,0I2	0,970
	q =424 см^2/сек	0,30	I2,90	0,022	0,942
		0,55	I2,60	0,040	0,920
		0,85	I2,40	0,062	0,905
h' =I,70 см		I,20	I2,I0	0,088	0,884
	h''_o=I3,70 см	I,50	II,90	0,II0	0,869
		I,75	II,80	0,I28	0,862

Q =9,0 л/сек		0,16	15,30	0,010	0,975
	q =545 см^2/сек	0,30	14,90	0,019	0,950
		0,50	14,60	0,035	0,930
		0,85	14,30	0,054	0,910
h' =2,17 см		1,20	14,20	0,077	0,892
	h''_o =15,70 см	1,50	13,80	0,096	0,880
		1,75	13,70	0,112	0,868

Высота плотины P=20 см

Q =1,0 л/сек		0,16	4,00	0,038	0,954
	q =60,6 см^2/сек	0,30	3,90	0,072	0,917
		0,55	3,60	0,131	0,857
h' =0,33 см		0,85	3,40	0,202	0,810
	h''_o =4,20 см	1,50	3,30	0,286	0,774
		1,20	3,10	0,357	0,738
		1,75	3,10	0,417	0,726

Высота плотины P=20 см

Q =2,5 л/сек		0,16	6,70	0,024	0,957
	q =151,4 см^2/сек	0,30	6,50	0,043	0,928
		0,55	6,30	0,079	0,900
		0,85	6,00	0,121	0,857
h' =0,76 см		1,20	5,80	0,172	0,828
	h''_o =7,00 см	1,50	5,70	0,214	0,814
		1,75	5,60	0,307	0,807
Q =5 л/сек		0,16	9,80	0,016	0,961
		0,30	9,70	0,029	0,946
	q =303 см^2/сек	0,55	9,40	0,054	0,922
		0,85	9,20	0,083	0,902
	h' =1,45 см	1,20	9,00	0,118	0,877
		1,50	8,90	0,147	0,872
	h''_o =10,20 см	1,75	8,80	0,172	0,863
		0,16	12,00	0,013	0,968

Q =7,0 л/сек		0,30	II,80	0,024	0,95I
	q =424 см^2/сек	0,55	II,60	0,044	0,932
		0,85	II,30	0,069	0,9I0
h' =2,05 см		I,20	II,I0	0,097	0,892
	h''_o=I2,40 см	I,50	II,00	0,I2I	0,883
		I,75	I0,90	0,I39	0,879
Q =9,0 л/сек		0,I6	I3,80	0,0II	0,969
		0,30	I3,60	0,02I	0,954
	q =545 см^2/сек	0,55	I3,30	0,039	0,934
		0,85	I3,00	0,060	0,9I0
h' =2,64 см		I,20	I2,80	0,085	0,898
		I,50	I2,60	0,I06	0,883
	h''_o=I4,20 см	I,75	I2,50	0,I23	0,880
	Высота плотины =I0 см				
Q =I,0 л/сек		0,I6	3,60	0,042	0,948
		0,30	3,50	0,079	0,922
	q =60,6 см^2/сек	0,55	3,30	0,I45	0,868
		0,85	3,20	0,224	0,843
h' =0,46 см		I,20	3,00	0,3I6	0,790
	h''_o=3,80 см	I,50	2,80	0,395	0,738
		I,75	2,70	0,46I	0,698
Q =2,5 л/сек		0,I6	6,00	0,026	0,968
		0,30	5,80	0,48	0,936
		0,55	5,60	0,089	0,904
q =I5I,4 см^2/сек		0,85	5,50	0,I37	0,888
		I,20	5,30	0,I94	0,855
h' =I,03 см		I,50	5,20	0,242	0,839
	h''_o=6,20 см	I,75	5,I0	0,282	0,823

Q =5,0 л/сек	0,16	8,65	0,018	0,972
	0,30	8,40	0,034	0,955
q =303 см^2/сек	0,55	8,20	0,063	0,932
	0,85	8,00	0,097	0,910
h' =1,94 см	1,20	7,80	0,136	0,887
	1,50	7,70	0,171	0,875
h''_o=8,80 см	1,75	7,60	0,199	0,864

ЛИТЕРАТУРА

1. Вызго М.С. и Кузьминов Ю.М. Влияние шероховатости дна водобоя на длину гидравлического прыжка, "Вопросы гидротехники", вып.12, Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1963.
2. Грацианский М.Н. Применение законов изменения количества движения и живых сил при сопряжении потока с нижним бьефом, "Изв.вузов", Строительство и архитектура, Новосибирск, 1959, № 10.
3. Кадыров А.А. Коррективы количества движения и кинетической энергии в условиях нижних бьефов, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, № 2, 1959.
4. Кузьминов Ю.М. и Маллаев Б.Г. Применение фотоэлектрического метода для исследования турбулентности потока при сопряжении бьефов, "Вопросы гидротехники", вып.27, Ташкент, Изд-во "Наука", 1965.
5. Кузьминов Ю.М., Маллаев Б.Г. и Мухтаров М.П. Некоторые результаты исследования турбулентности в геометрически подобных потоках, "Изв.АН УзССР", серия техн. наук, 1966, № 4.
6. Кумин Д.И. Гидравлический расчет крепления в нижнем бьефе водосбросов, М.-Л., Госэнергоиздат, 1956.

7. Маллаев Б.Г. Влияние шероховатости дна на элементы и некоторые свойства гидравлического прыжка, Тезисы докладов Республиканской научно-производственной конференции молодых специалистов водного хозяйства, Ташкент, Изд-во "Фан", 1968.
8. Рахманов А.Н. Режимы гидравлического прыжка на сильно шероховатом водобое, "Изв.ВНИИГ",1962, т.72.
9. Рахманов А.Н. О размерах гидравлического прыжка на сильно шероховатом водобое, "Изв.ВНИИГ",1963, т.73.
10. Сулейменов К.А. Исследование влияния шероховатости и длины горизонтального крепления на глубину местного размыва несвязного грунта за гидротехническими сооружениями, Автореферат канд.дисс., Алма-Ата, 1964.

Б.Г.МАЛЛАЕВ

ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ ПРЫЖКЕ ЗА СЧЕТ ШЕРОХОВАТОСТИ ДНА

В результате многочисленных исследований [2 - 6 и др.] установлено, что в гидравлическом прыжке погашается большая часть h_{wn} полной избыточной удельной энергии $Э_{изб}$ потока, а оставшаяся часть ее h_{wl} диссимилируется на некоторой длине за прыжком (рис.I):

$$Э_{изб} = h_{wn} + h_{wl} \qquad (I)$$

шероховатость дна приводит к увеличению потерь энергии в вальце прыжка и ее общих потерь [7], т.е. $h_{wn.ш.} > h_{wn\,гл.}$ и $Э_{изб.ш.} > Э_{изб.гл.}$

При замене гладкого дна шероховатым, можем написать

$$\Delta Э_{изб} = \Delta h_{wn} + \Delta h_{wl} \qquad (2)$$

Количественная оценка величин $\Delta Э_{изб}$, Δh_{wn} и Δh_{wl} произведена после установления закономерностей их изменения в зависимости от шероховатости дна.

Воспользуемся результатами экспериментов, приведенными в таблице. В первых восьми столбцах таблицы даны параметры опытов и значения корректива кинетической энергии в конце прыжка, подсчитанные по формуле А.А.Кадырова [8], в следующих - величины абсолютной и относительной шероховатости дна. Удельные энергии сечений перед прыжком $Э_1$ и в конце его водоворота[I] $Э_n$, послепрыжкового участка[2] $Э_2$ и полная избыточная энергия в сечении 2-2 (см.рис.I) указаны в столбцах II-I6 табл.I.

I) $\alpha_n > 1$

2) $\alpha_2 \approx 1$

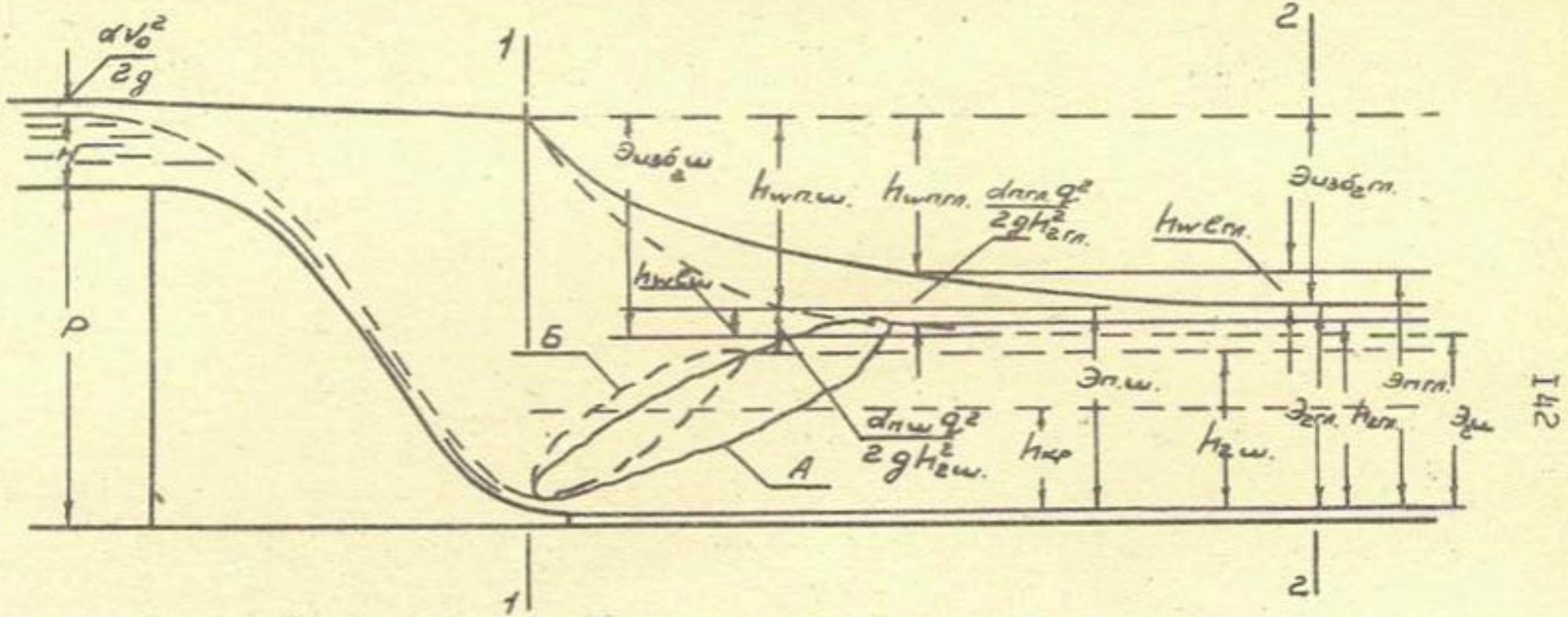


Рис.I. Распределение энергии в зоне прыжка при гладком и шероховатом дне.

А – дно гладкое, Б – дно шероховатое.

столбцах 17–21 даны потери энергии в водоворотной части прыжка $h_{wп} = Э_1 - Э_п$ и на переходном (послепрыжковом) участке $h_{wl} = Э_п - Э_2$. Для удобства анализа эти энергии сопоставляются с полной избыточной энергией и критической глубиной. Столбцы 22–23 показывают влияние шероховатости дна на изменение полной избыточной энергии и потерь энергии в прыжке.

По этим характеристикам построен график изменения $(Э_{изб})_2$ в зависимости от степени шероховатости дна (рис.2). Оказалось, что одной и той же относительной шероховатости в зависимости от числа Фруда может соответствовать несколько значений $(Э_{изб})_2$ и наоборот:

$$\frac{(Э_{изб})_{2ш}}{(Э_{изб})_{2гл}} = f\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}, F_{2_1}\right). \qquad (3)$$

Кривые на рис. 2 можно выразить степенной функцией вида

$$\frac{(Э_{изб})_{2ш}}{(Э_{изб})_{2гл}} = c + a\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}\right)^{\beta}, \qquad (4)$$

где β – некоторый показатель степени и

a – коэффициент, устанавливаемые из опыта, причем $a = f(F_{2_1})$;

$C=1$ – находится из условия $\frac{\Delta}{h_{2гл}} = 0$.

Значения a и β, полученные в результате подбора уравнения кривых, приведены в табл.2.

Значения показателя степени β в формуле (4) для всех кривых получились очень близкими. Осредняя их и принимая $\beta_{ср} = 0{,}58 = const$, получаем

$$\frac{(Э_{изб})_{2ш}}{(Э_{изб})_{2гл}} = 1 + a\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}\right)^{0{,}58} \qquad (5)$$

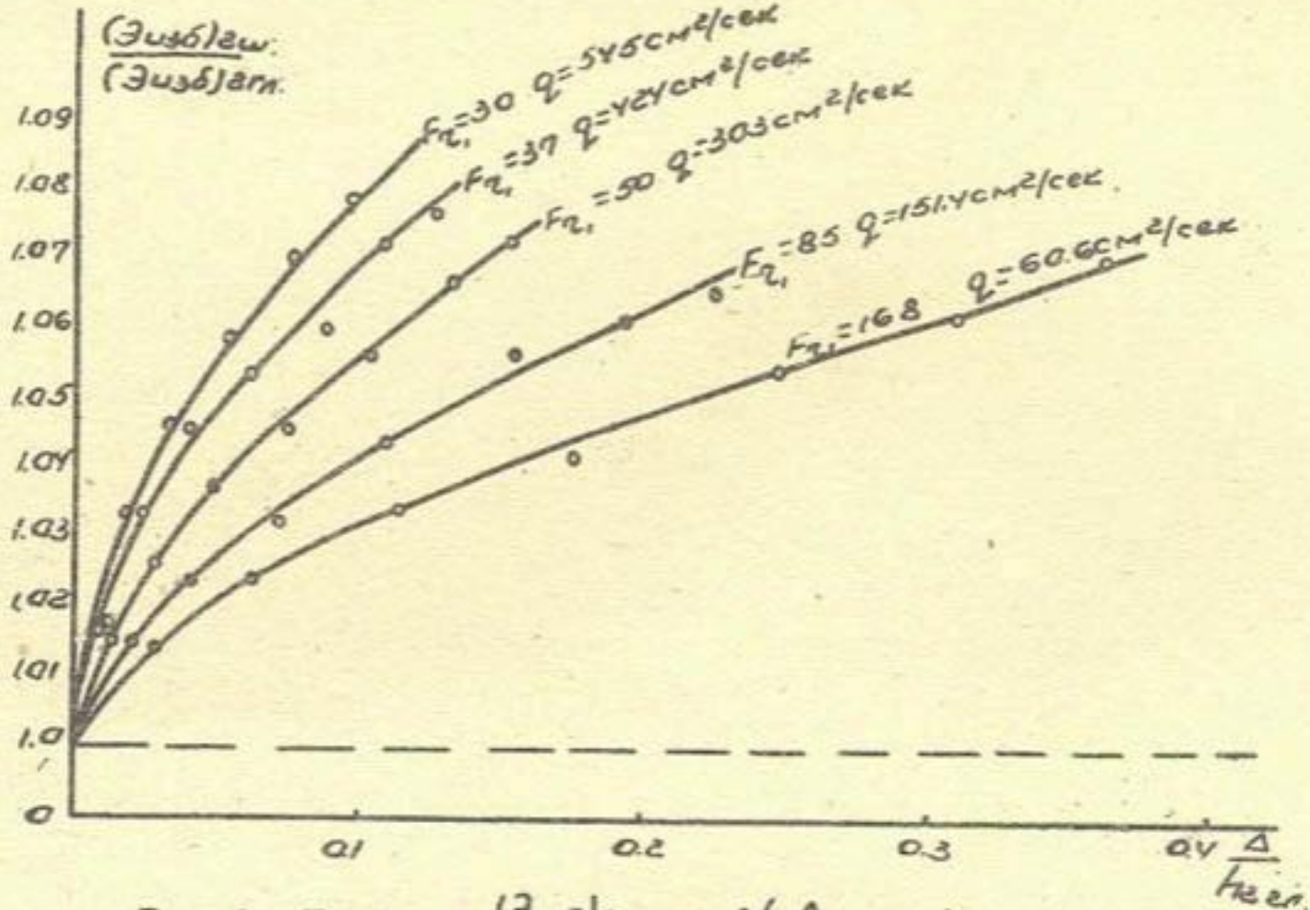


Рис.2. График $\frac{(Э_{изб})_{2ш.}}{(Э_{изб})_{2гл.}} = f\left(\frac{\Delta}{h_{2гл.}}, Fr_1\right)$

Таблица 2

q, см^2/сек	F_{r_1}	$\frac{1}{F_{r_1}}$	α	β	$\beta_{ср}$	$\alpha_{испр.}$
60,6	I68	0,00595	0,I24	0,588	-	0,I22
I5I,4	85	0,0II8	0,I59	0,58	0,58	0,I59
303	50	0,02	0,22I	0,59I	-	0,2I3
424	37	0,028	0,256	0,56I	-	0,267
545	30	0,0333	0,29	0,56	-	0,297

Теперь остается выяснить вид функции $\alpha = f(F_{r_1})$. Для этого предварительно к каждой кривой найдем исправленные значения множителя α, соответствующие $\beta_{ср}$ =0,58.

Функция $\alpha_{испр} = f(F_{r_1})$ графически выражается кривой, уравнение которой не удобно для практических расчетов. Если представить $\alpha_{испр} = f(1/F_{r_1})$, то функция выражается прямой линией:

$$\alpha = 0{,}1 + \frac{5{,}7}{F_{r_1}} \qquad (6)$$

Окончательно получаем выражение

$$\frac{(Э_{изб})_{2ш}}{(Э_{изб})_{2гл}} = 1 + \left(0{,}1 + \frac{5{,}7}{F_{r_1}}\right)\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}\right)^{0{,}58}, \qquad (7)$$

где $(Э_{изб})_{2гл}$ - разность удельных энергий в сечениях I-I и 2-2 (см.рис.I) или полная избыточная удельная энергия при гладком дне, определяемая по известной формуле

$$(Э_{изб})_{2гл.} = \frac{(h_{2гл} - h_1)^3}{4h_1 h_{2гл}} = \frac{h_1}{4\eta_0}(\eta_0 - 1)^3 \qquad (8)$$

Рассмотрим возникновение дополнительных потерь энергии в вальце прыжка за счет шероховатости дна, т.е.

определим функцию

$$\frac{h_{wп.ш}}{h_{wп.гл}} = f\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}, F_{r_1}\right). \qquad (9)$$

Имея в виду уравнение (I), записываем

$$\frac{h_{wп.ш}}{h_{wп.гл}} = \frac{Э_{изб.ш} - h_{wl.ш}}{Э_{изб.гл.} - h_{wl.гл}} = \frac{Э_{изб.ш.}}{Э_{изб.гл.} - h_{wl.гл.}} - \frac{h_{wlш}}{Э_{изб.гл} - h_{wl.гл}} \qquad (10)$$

Первый член в правой части этого уравнения возрастает с увеличением шероховатости дна. После вычитания второго члена из этой части уравнения численные значения $\frac{h_{wп.ш}}{h_{wп.гл}}$ и $\frac{Э_{изб.ш.}}{Э_{изб.гл.}}$ очень мало отличаются друг от друга. Поэтому, не допуская особых ошибок, можем принять

$$\frac{h_{wп.ш}}{h_{wп.гл}} = 1 + \left(0{,}1 + \frac{5{,}7}{F_{r_1}}\right)\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}\right)^{0{,}68}, \qquad (11)$$

где величину энергии, теряемой в прыжке, при гладком дне предлагаем определять по формуле А.А.Кадырова [6]

$$h_{wп.гл} = \frac{h_1}{4\eta_0}\left[(\eta_0 - 1)^3 - (\eta_0 + 1)(\alpha_п - 1)\right]. \qquad (12)$$

Потеря энергии на послепрыжковом участке, по данным исследований и расчетов, независимо от степени шероховатости дна получилась почти одинаковой. Как и в исследованиях А.А.Кадырова, величину этой энергии в условиях шероховатого дна можно приближенно оценить по выражению

$$h_{wl.ш.} \simeq h_{wlгл} \simeq 0{,}25\, h_{кр} \qquad (13)$$

Таким образом, на основании опытов имеем

$$\frac{Э_{изб.ш.}}{Э_{изб.гл}} = \frac{h_{wп.ш} + 0{,}25 h_{кр}}{Э_{изб.гл.}} = \frac{h_{wп.ш.}}{Э_{изб.гл}} + \frac{0{,}25 h_{кр}}{Э_{изб.гл.}}. \qquad (14)$$

Приведенное отношение для одного и того же значения η тем больше единицы, чем более шероховатое дно.

Попытаемся проиллюстрировать это с помощью графика. Для этого рассмотрим выражение (I4). Определение члена $0{,}25\, h_{кр} / Э_{изб.гл.}$ не представляет труда, и для заданной η он является величиной постоянной.

Чтобы определить $\frac{h_{wп.ш.}}{Э_{изб.гл.}}$ для различной шероховатости $\frac{\Delta}{h_{2гл}}$ и относительного расширения потока η, будем исходить из следующих соображений:

$$\frac{Э_{изб.ш.}}{Э_{изб.гл.}} \simeq \frac{h_{wп.ш}}{h_{wп.гл.}} \simeq \frac{h_{wп.ш}}{Э_{изб.гл.} \cdot K}, \qquad (I5)$$

откуда

$$\frac{h_{wп.ш.}}{Э_{изб.гл.}} = \frac{Э_{изб.ш.}}{Э_{изб.гл.}} K, \qquad (I6)$$

где $K = \frac{h_{wп.гл.}}{Э_{изб.гл.}} < 1$. Значение К можно подсчитать, используя рекомендации А.А.Машковича [4], А.А.Кадырова [6] и др.

По формулам (I4) и (I6), основанным на наших экспериментальных данных, построены графики функций $\frac{h_{wп.ш.}}{Э_{изб.гл.}} = f\left(\eta, \frac{\Delta}{h_{2гл.}}\right)$ и $\frac{h_{wс}}{Э_{изб.гл.}} = f(\eta)$ для ряда значений относительной шероховатости дна: $\frac{\Delta}{h_{2гл.}}$ =0; 0,05; 0,I; 0,I5 и 0,2 (рис.3). Из графиков следует, что при одной и той же η потери энергии в прыжке тем больше, чем более шероховатое дно.

Условие

$$\frac{h_{wп}}{Э_{изб.гл.}} + \frac{h_{wс}}{Э_{изб.гл.}} = 1 \qquad (I7)$$

сохраняется только в том случае, когда силами сопротивления дна можно пренебречь, т.е. когда дно абсолютно гладкое. Чем более дно отлично от условий гладкости, тем больше эта сумма превышает единицу. Следовательно, величину приращения энергии можем представить в виде

$$\Delta Э_{изб} = Э_{изб.гл.}\left(0{,}1 + \frac{5{,}7}{F_{r_1}}\right)\left(\frac{\Delta}{h_{2гл}}\right)^{0{,}58}. \qquad (I8)$$

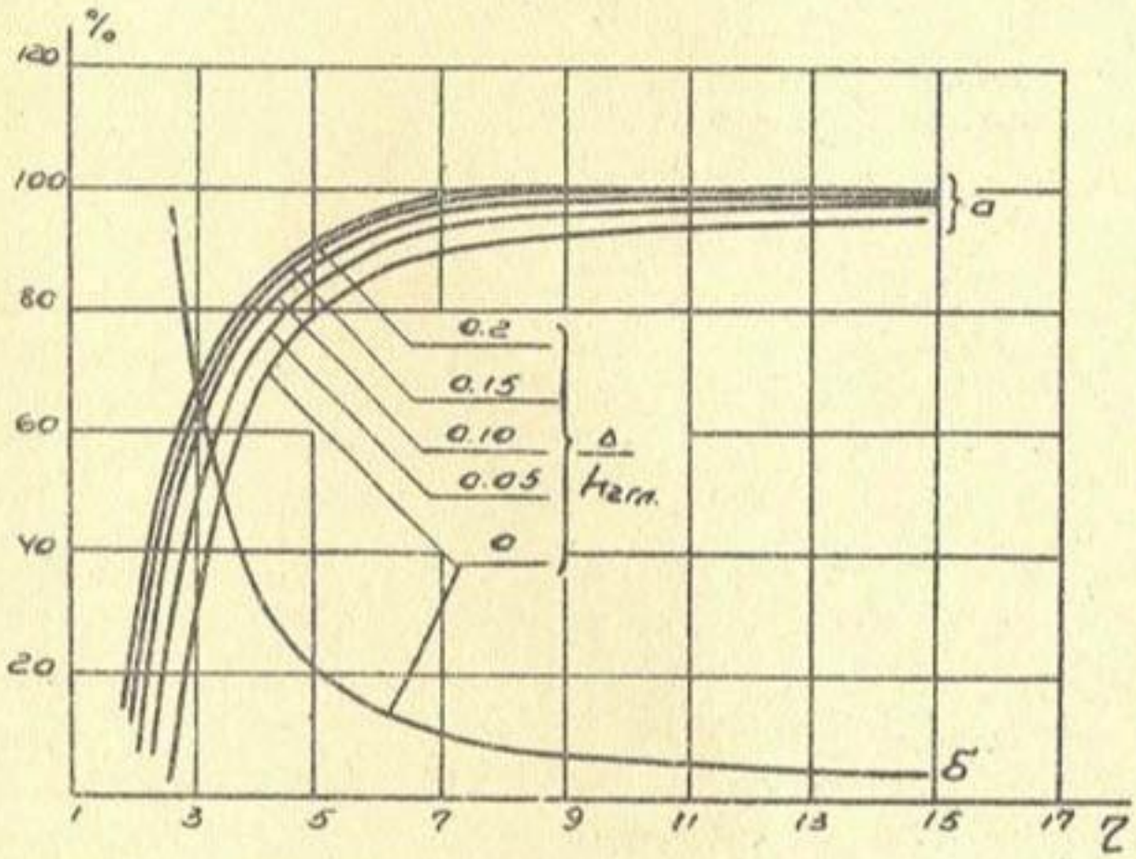


Рис.3. Зависимости:

$$а - \frac{h_{wa}}{Э_{изб.гл}} = f\left(z, \frac{\Delta}{h_{2гл}}\right), \quad б - \frac{h_{we}}{Э_{изб.гл.}} = f(z);$$

Дополнительные потери энергии Δh_{wn} в вальце прыжка можно приближенно определить по формуле (I8).

ЛИТЕРАТУРА

I. Кумин Д.И. О рассеивании энергии в нижнем бьефе и его влияние на выбор длины крепления, "Изв.ВНИИГ", I95I, т.46.

2. Вызго М.С. Определение энергетических характеристик гидравлического прыжка, "Гидротехническое строительство", I954, № 5.

3. Вызго М.С., Машкович А.А. О гидравлическом прыжке, Труды САНИИРИ, вып.73, I948.

4. Машкович А.А. О преобразовании энергии в гидравлическом прыжке, "Гидротехническое строительство", I950, № 2.

5. Войнич-Сяноженцкий Т.Г. Донный гидравлический прыжок и гашение энергии, "Изв.ТНИСГЭИ", I965, т.9.

6. Кадыров А.А. Погашение энергии потока в вальце гидравлического прыжка и на послепрыжковом участке, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, I958, № I.

7. Маллаев Б.Г. Влияние равнозернистой шероховатости водобоя на вторую сопряженную глубину гидравлического прыжка (публикуется в настоящем сборнике).

8. Кадыров А.А. Коррективы количества движения и кинетической энергии в условиях нижних бьефов, "Изв.АН УзССР", серия техн.наук, I959, № 2.

Продолжение таблицы I

$(\Im_{изб})_2 = \Im_1 - \Im_2$, см	$h_{wn} = \Im_1 - \Im_n$, см	$\frac{h_{wn}}{(\Im_{изб})_2}$, %	$h_{we} = \Im_n - \Im_2$, см	$0{,}25 h_{кр}$, см	$\frac{0{,}25 h_{кр}}{(\Im_{изб})_2}$, %	$\frac{(\Im_{изб})_{2\,ш.}}{(\Im_{изб})_{2\,гл.}}$	$\frac{h_{wn.ш}}{h_{wn.гл.}}$
I6	I7	I8	I9	20	2I	22	23
I9,8I	I9,42	98,05	0,39		I,95	I,00	I,00
20,I0	I9,72	98,08	0,38		I,92	I,0I	I,0I
20,29	I9,9I	98,I0	0,38		I,90	I,02	I,02
20,48	20,I0	98,II	0,38		I,89	I,03	I,03
20,64	20,29	98,I3	0,37	0,39	I,87	I,04	I,04
20,89	20,52	98,I5	0,37		I,85	I,05	I,05
2I,03	20,65	98,I6	0,38		I,84	I,06	I,06
2I,08	20,70	98,I7	0,38		I,83	I,06	I,07
23,03	22,34	96,9	0,69		3,I0	I,00	I,00
23,4I	22,72	96,95	0,69		3,05	I,0I	I,0I
23,60	22,9I	96,97	0,69		3,03	I,02	I,02
23,87	23,I8	97,0I	0,69	0,7I	2,99	I,03	I,03
24,06	23,37	97,03	0,69		2,97	I,04	I,04
24,34	23,55	97,06	0,69		2,94	I,05	I,05
24,46	23,78	97,08	0,68		2,92	I,06	I,06
24,55	23,87	97,09	0,68		2,9I	I,07	I,07
23,63	22,55	95,5	I,08		4,78	I,00	I,00
24,00	22,92	95,5	I,08		4,70	I,0I	I,0I
24,27	23,I9	95,5	I,08		4,65	I,02	I,03
24,54	23,47	95,8	I,07	I,I3	4,60	I,03	I,04
24,72	23,64	95,6	I,08		4,57	I,04	I,05
24,99	23,87	95,5	I,07		4,52	I,05	I,06
25,2I	24,I0	95,5	I,II		4,48	I,06	I,07
25,36	24,24	95,6	I,II		4,46	I,07	I,07
23,66	2I,3I	94,0	I,35		6,36	I,00	I,00
23,03	2I,66	94,0	I,37		6,25	I,0I	I,0I
23,39	22,05	94,2	I,34		6,I5	I,03	I,03
23,66	22,34	94,2	I,32		6,08	I,04	I,04
23,84	22,5I	94,3	I,33	I,44	6,04	I,05	I,05
24,II	22,78	94,5	I,33		5,97	I,06	I,06
24,28	22,96	94,5	I,32		5,93	I,07	I,07
24,37	23,05	94,5	I,32		5,90	I,08	I,08
2I,I9	I9,49	92,0	I,70		7,74	I,00	I,00
2I,56	I9,85	92,0	I,7I		7,60	I,02	I,02
2I,92	20,20	92,0	I,72		7,48	I,03	I,03
22,I9	20,48	92,7	I,7I	I,64	7,39	I,04	I,05
22,46	20,76	92,2	I,70		7,30	I,06	I,06
22,72	2I,04	92,6	I,68		7,22	I,07	I,08
22,89	2I,2I	92,6	I,68		7,I6	I,08	I,08
23,03	2I,35	92,5	I,68		7,I2	I,09	I,09

М.П.МУХТАРОВ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ АЭРАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ БЫСТРОТЕКУЩЕГО ПОТОКА

Предположим, что на рис.I изображена хронограмма скорости, замеренной непосредственно у поверхности текущей воды. При этом участок λ, очевидно, соответствует прохождению через датчик (или через неподвижную относительно текущей воды точку) какого-то объема воды, содержащего в лобовой части частицы, движущиеся со скоростью U_{x_1}, и в тыловой - частицы, движущиеся со скоростью U_{x_2}. В дальнейшем будем считать, что распределение скорости в рассматриваемой массе непрерывно, т.е. мелкомасштабная часть спектра отсутствует.

Теперь рассмотрим эту массу, которую условно назовем "вихрем", в системе координат, совмещенной с частицами, движущимися со средней скоростью, которая наблюдается в точке замера. При этом, очевидно, скорости частиц будут: в лобовой части $\bar{U}_x - U_{x_1} = -U_x'$, в тыловой - $U_{x_2} - \bar{U}_x = U_x'$ при $U_{x_2} > \bar{U}_x > U_{x_1}$.

Объем воды, имеющий с обеих сторон частицы, скорости которых направлены внутрь, деформируется, сжимаясь по длине. При этом деформация вихря сопровождается внедрением частиц нижней части объема в толщу потока и выталкиванием частиц за пределы объема на границе свободной поверхности. Поднявшись над поверхностью до определенного уровня, эти частицы под действием силы тяжести разливаются в стороны. Вообще, характер подъема частиц воды над поверхностью потока и дальнейший процесс их растекания могут быть различными, и, очевидно, зависят от начальных механических параметров тех масс, которые имеют вышеописанные кинематические свойства.

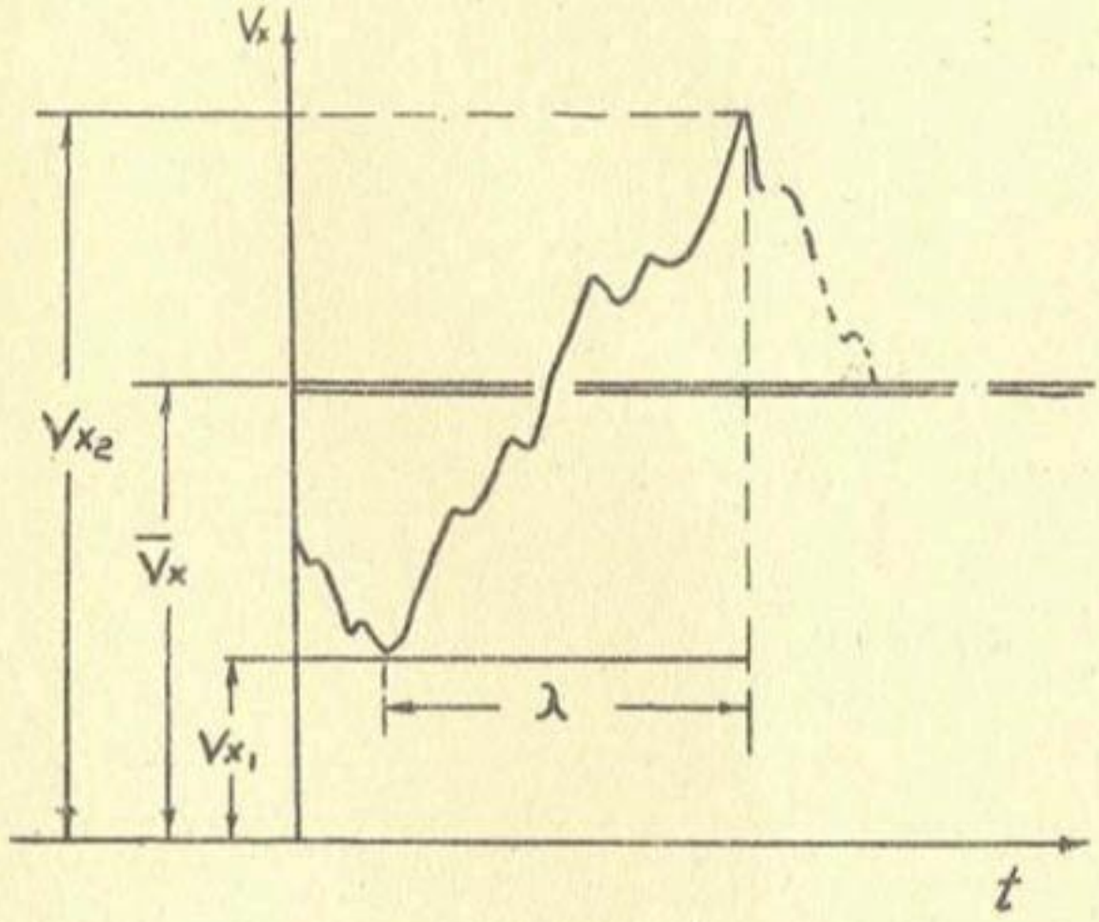


Рис. I.

Процессы деформации масс воды над поверхностью потока и разлив их в стороны можно наблюдать во всех сильно турбулизированных потоках, наряду с относительно мощными вертикально направленными токами, которые описаны в работах [1,3]. Эти токи занимают значительную долю всей глубины потока, тогда как описываемое явление происходит только у поверхности.

При больших градиентах скорости по длине вихря можно представить себе деформацию не с одновременным разливом в стороны, а в виде всплеска. После сформирования, всплеск спадая может увлечь за собой воздух, который, просуществовав некоторое время в воде в виде пузырьков, выйдет на поверхность.

Такие явления можно наблюдать в каналах и реках с крутыми уклонами и на участках движения потоков с повышенной, против бытовой, турбулентностью.

Если поверхностный слой потока будет состоять из вихревых отдельностей с большими градиентами скоростей по длине, эти всплески будут, очевидно, более длинными и тонкими, и их можно представить в виде отдельных цилиндров, возвышающихся над поверхностью потока.

Известно [6], что цилиндр жидкости, находящийся в газовой среде не обладает минимумом поверхностной энергии, вследствие чего он подвергается действию сил поверхностного давления и принимает форму, близкую к сферической. Если на поверхности цилиндра будут иметь место какие-либо возмущения, то цилиндр жидкости распадается на несколько шаров. Время распада цилиндра под действием сил поверхностного натяжения зависит от диаметра цилиндра и величины коэффициента поверхностного натяжения. Очевидно, если время распада водяного цилиндра будет меньше времени его ухода в толщу потока под действием силы тяже-

сти, то мы будем наблюдать в местах появления таких цилиндрических всплесков отдельные агрегаты и капли воды, движущиеся над поверхностью потока со скоростями, приблизительно равными средней поверхностной скорости (рис.2).

На основе вышеизложенного мы можем составить в общем виде критериальное условие нарушения сплошности поверхностного слоя потока:

$$\lambda_o - \bar{U}_{x max} \cdot t_o \geq \lambda_{кр} \qquad (I)$$

где λ_o - первоначальная длина вихря;

$\bar{U}_{x max}$ - осредненная во времени максимальная скорость частиц вихря;

t_o - время формирования всплеска;

$\lambda_{кр}$ - критический поперечный размер всплеска при условии, когда всплеск до ухода в толщу потока успеет распасться на отдельные агрегаты.

Вследствие симметрии описанного процесса рассмотрим половину вихря, учитывая динамический эффект второй половины соответствующим увеличением энергии рассматриваемой половины. В связи с этим введем условие непроницаемости в лобовой части рассматриваемой половины и по линии раздела между частью вихря по длине, которая идет на формирование всплеска, и той частью, которая внедряется в толщу потока. Кстати, в этом случае явление будет напоминать процесс набегания волны, движущейся по каналу, на вертикальную преграду.

Считая, что мелкомасштабные пульсации, из которых слагается внутренняя структура вихря, вызовут напряжения малые по сравнению с вязкими, процесс деформации вихря будем описывать уравнениями Навье-Стокса (в плоскости XOУ):

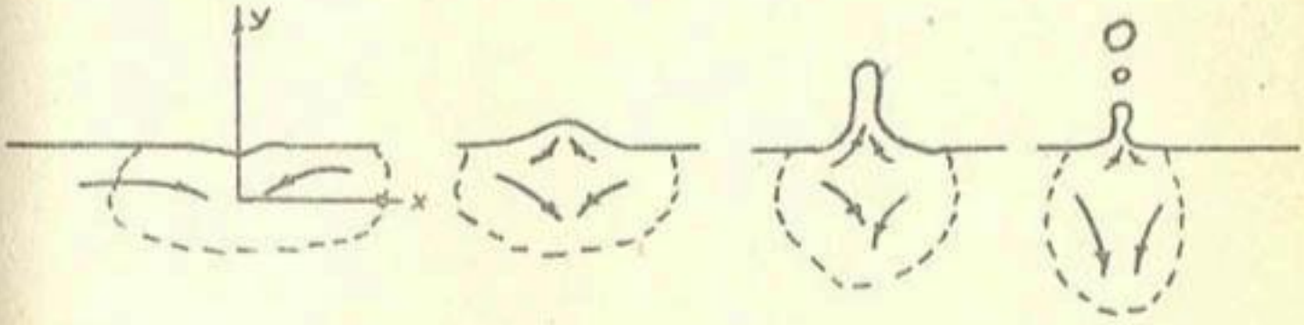


Рис. 2.

$$\rho \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial P_\sigma}{\partial x},$$

$$\rho \frac{dv_y}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2}\right) + \rho \cdot g + \frac{dP_\sigma}{dy_0}$$

где y_0 – ордината поверхности вихря; $\frac{dv_x}{dx} + \frac{dv_y}{dy} = 0$

P_σ – поверхностное давление.

Строгое решение указанных уравнений является чрезвычайно трудной задачей, в данном же случае почти не разрешимой. Поэтому, задавшись наперед функцией распределения скорости по длине вихря, в дальнейшем определение степени при этой функции будем относить к опыту, а динамические уравнения использовать для составления уравнения изменения кинетической энергии вихря в процессе его формирования в всплеск.

Время в (I) будет

$$t_0 = \frac{E_к}{\frac{dE}{dt}} \qquad (2)$$

где E – начальная кинетическая энергия вихря;

$\frac{dE}{dt}$ – среднее за время t изменение энергии вихря в процессе его деформации;

$$E_к = \frac{1}{2}\rho \int_0^W (\bar{V}_x^2 + \bar{V}_y^2)\, dW \qquad (3)$$

$\bar{V}_x^2$ и $\bar{V}_y^2$ – начальные осредненные по координатным осям квадраты компонентов скорости;

W – объем всплеска: $W = K\lambda_0^2$ (К – коэффициент, учитывающий ту долю от среднего поперечного размера вихря, которая участвует в процессе формирования всплеска).

Найдем выражения для изменения кинетической энергии в объеме вихря, считая, что истечение жидкости из

из него происходит в направлении oy через поверхность ω. Умножение членов уравнения Навье-Стокса, написанные для у-компонентов, на скорость приводит после известных преобразований [5] к выражению

$$\frac{dE}{dt} = -\rho \int_0^W \left[v_y \left(\frac{v_x^2 + v_x^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] d\omega - 2\mu \int_0^W \left[\left(\frac{dv_y}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{dv_y}{dx} + \frac{dv_x}{dy} \right) \right] dw - A_{пн} \quad (4)$$

Здесь первый член правой части - поток энергии в направлении oy, второй - диссипация энергии вихря в теплоту и третий - мощность сил поверхностного натяжения.

Так как нас интересует изменение кинетической энергии не для определенного момента времени, а среднее за все время существования процесса, то в дальнейшем в (4) будем представлять значения членов, заранее осредненных как во времени, так и по координатным осям.

Процесс убывания значения скорости при волновых движениях вязкой жидкости происходит по экспоненциальному закону, а распределение скоростей изображается периодической функцией координат и времени [6]. В данном случае, используя эти предпосылки, запишем функцию распределения скорости в виде

$$V_x = -V_x' \cdot \sin\left(\frac{1}{2}\pi \frac{x}{\lambda_0}\right) \left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n \right] \quad (5)$$

Здесь при $0 < n < 1$ множитель $\left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right]$ заменяет для половины периода волнового движения экспоненциальную зависимость от времени.

Дифференцируя (5), находим

$$\frac{dV_x}{dx} = -V' \frac{\pi}{2\lambda_0} \cdot \cos\left(\frac{1}{2}\pi \frac{x}{\lambda_0}\right) \left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n \right] \quad (6)$$

Из уравнения неразрывности $\frac{dV_x}{dx} = -\frac{dV_y}{dy}$,

откуда $\frac{dV_y}{dy} = V' \frac{\pi}{2\lambda_0} \cos\left(\frac{1}{2}\pi \frac{x}{\lambda_0}\right)\left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right]$ (7)

Интегрируя (7), находим

$$V_y = V' \frac{\pi}{2\lambda_0} \cdot \cos\left(\frac{1}{2}\pi \frac{x}{\lambda_0}\right)\left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right] \cdot y + C$$

Из условия $V_y = 0$ при $y = 0$ имеем $C = 0$.
Отсюда

$$V_y = V' \cdot \frac{\pi}{2\lambda_0} \cdot \cos\left(\frac{1}{2}\pi \frac{x}{\lambda_0}\right)\left[1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right] \cdot y \qquad (8)$$

Распределение давления по высоте всплеска выразим через гидравлический закон:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \rho \cdot q \cdot \bar{y}$$

при $\bar{y} = \frac{1}{2} h_0$ (h_0 – высота всплеска)

$$\bar{V}_y = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0} dx \frac{1}{\frac{1}{2}h_0} \int_0^{\frac{1}{2}h_0} dy \frac{1}{t_0} dt\, V_y = \frac{V' h_0}{4\lambda_0}\left(1 - \frac{1}{n+1}\right) \qquad (9)$$

Тогда

$$\int_0^{\omega} \bar{V}_y \bar{P} d\omega = \frac{V' h_0}{4\lambda_0}\left(1 - \frac{1}{n+1}\right) \frac{\rho q h}{4} \cdot \frac{2K \cdot \lambda_0^2}{h_0} = \frac{V' q \rho h_0 \lambda_0 K}{8}\left(1 - \frac{1}{n+1}\right), \qquad (10)$$

где при $y = \frac{1}{2} h_0$ $\quad \omega = \frac{K \lambda_0^2}{\frac{1}{2} h_0}$

Для выражения полного потока энергии выпишем осредненные квадраты компонентов скорости:

$$\bar{V}_x = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0} dx \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} dt\, V_x = -\frac{2V'}{\pi}\left(1 - \frac{1}{n+1}\right),$$

$$\bar{V}_x^2 = \frac{4V'^2}{\pi^2}\left(1 - \frac{1}{n+1}\right)^2 \quad ; \quad \bar{V}_y^2 = \frac{V'^2 \cdot h_0^2}{16 \lambda_0}.$$

Полный поток энергии через поверхность $\omega = \frac{K \cdot \lambda_0^2}{\frac{1}{2} h_0}$ будет

$$\rho\int_0^{\omega}\bar{V}_y\left[\frac{\bar{V}_x^2+\bar{V}_y^2}{2}+\frac{\bar{p}}{\rho}\right]d\omega=\rho\left(\frac{V'^3\cdot h_0}{2\lambda_0\pi^2}+\frac{V'^3\cdot h_0}{64\lambda_0^3}\right)\left(1-\frac{1}{n+1}\right)^3\frac{2K\lambda_0^2}{h_0}+$$

$$+\frac{V'\cdot g\cdot\rho\cdot h_0\cdot\lambda_0\cdot K}{8}\left(1-\frac{1}{n+1}\right) \qquad (11)$$

Для выражения диссипативного члена выписываем осредненные значения квадратов производных компонентов скорости:

$$\left(\frac{d\bar{V}_x}{dx}\right)^2=\frac{1}{\lambda_0}\int_0^{\lambda}dx\frac{1}{t_0}\int_0^{t}dt\frac{V'^2\cdot\pi^2}{4\lambda_0}\cdot\cos^2\left(\frac{1}{2}\pi\frac{x}{\lambda_0}\right)\left(1-\frac{1}{n+1}\right)^2=\frac{V'^2\pi^2}{8\lambda_0^2}\left(1-\frac{2}{n+1}+\frac{1}{2n+1}\right). \qquad (12)$$

$$\left(\frac{d\bar{V}_y}{dy}\right)^2=\frac{V'^2\cdot\pi^2}{8\lambda_0^2}\left(1-\frac{2}{n+1}+\frac{1}{2n+1}\right) \qquad (13)$$

Дифференцируя (8) по X, находим

$$\frac{dV_y}{dx}=-\frac{V'}{\lambda_0}\cdot\frac{\pi^2}{4\lambda_0}\sin\left(\frac{1}{2}\pi\frac{x}{\lambda_0}\right)\left[1-\left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right]$$

$$\left(\frac{d\bar{V}_y}{dx}\right)^2=\frac{1}{\lambda_0}\cdot\int_0^{\lambda}dx\frac{1}{\frac{1}{2}h_0}\cdot\int_0^{\frac{1}{2}h_0}dy\frac{1}{t_0}\cdot\int_0^{t_0}dt\frac{V'^2\cdot\pi^4}{16\lambda^4}\cdot\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\cdot\frac{x}{x_0}\right)\left[1-\left(\frac{t}{t_0}\right)^n\right]^2\cdot y^2= \qquad (14)$$

$$=\frac{V'^2\cdot\pi^4\cdot h_0^2}{128\cdot\lambda_0^2}\cdot\left(1-\frac{2}{n+1}+\frac{1}{2n+1}\right)$$

По условию $\frac{dV_x}{dy}=0$, откуда и $\left(\frac{dV_x}{dy}\right)^2=0$.

Диссипативный член при подставке его составляющих из (12), (13) и (14) будет

$$\Phi=2\mu\left[\frac{V'^2\pi^4}{4\lambda_0}\left(1-\frac{2}{n+1}+\frac{1}{2n+1}\right)+\frac{V'^2\pi^4\cdot h_0}{256\cdot\lambda_0^2}\cdot\left(1-\frac{2}{n+1}+\frac{1}{2n+1}\right)\right]K\lambda_0^2 \qquad (15)$$

Работа сил поверхностного натяжения, как известно, равна произведению коэффициента поверхностного натяжения на приращение площади поверхности:

$$A_{n.н.}=\frac{d\omega}{dt}\sigma$$

В данном случае площадь поверхности для единичной ширины определяется нарастающей во времени высотой всплеска и убывающей во времени толщиной. В связи с этим для

любого момента времени она может выразиться в виде

$$\omega = \left(y + \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{y}\right) \cdot 1$$

Дифференцируя это выражение и поделив обе стороны на dt, находим

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{dy}{dt}\left(1 - \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{y^2}\right).$$

Замечая, что $\frac{dy}{dt} = V_y$, имеем

$$\frac{d\omega}{dt} = V_y\left(1 - \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{y^2}\right), \quad \frac{d\bar{\omega}}{dt} = \bar{v}\left(1 - \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{\bar{y}^2}\right);$$

при $\bar{y} = \frac{1}{2}h_0$ и $\bar{V}_y$ из (9) $-\frac{d\bar{\omega}}{dt} = \frac{V' h_0}{4\lambda_0}\left(1 - \frac{4\kappa \cdot \lambda_0^2}{h_0^2}\right)\left(1 - \frac{1}{n+1}\right)$.

Отсюда средняя мощность сил поверхностного натяжения будет

$$A_{п.н.} = \sigma \frac{V' h_0}{4\lambda_0}\left(1 - \frac{4\kappa \cdot \lambda_0^2}{h_0^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{n+1}\right). \qquad (16)$$

Начальная кинетическая энергия вихря после подстановки в (3) значений $\bar{V}_x^2$ и $\bar{V}_y^2$ из (5) и (8) будет

$$E_к = \frac{1}{2}\rho\left[\left(\frac{2V'}{\mathcal{H}}\right)^2 + \left(\frac{V' \kappa}{2}\right)^2\right] \cdot \kappa \cdot \lambda_0^2. \qquad (17)$$

Время распада струи, подвергшейся бесконечно малым возмущениям по Релею [6], равно

$$t_1 = 8{,}46\sqrt{\frac{\rho \cdot a^3}{\sigma}},$$

где a – радиус струи, в данном случае $a = \lambda_{кр}$.

Время существования всплеска с момента его сформирования до ухода в толщу потока под действием силы тяжести равно $t_2 = \sqrt{\frac{2h_0}{g}}$,

где h_0 – высота всплеска: $h_0 = \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{\lambda_{кр}}$.

Отсюда $$t_2 = \sqrt{\frac{2\kappa \cdot \lambda_0^2}{g \cdot \lambda_{кр}}}$$

Приравнивая t_1 к t_2, находим

$$\lambda_{кр} = \sqrt{\frac{4\kappa \cdot \lambda_0^2 \cdot \sigma}{\pi \cdot \rho \cdot g}} \qquad (18)$$

и

$$h_0 = \frac{\kappa \cdot \lambda_0^2}{\sqrt{\frac{2\kappa \cdot \lambda_0^2 \cdot \sigma}{\pi \cdot \rho \cdot g}}} \qquad (19)$$

Следует, однако, отметить, что выражение для $\lambda_{кр}$ относится к предельному случаю, когда структура деформирующегося вихря действительно носит ламинарный характер и в нем отсутствуют внутренние возмущения. На самом же деле всплеск распадется на водяные агрегаты раньше или, что в данном случае то же самое, при толщине более $\lambda_{кр}$ (18) и даже до окончательного сформирования, так как в действительности всплеск вследствие мелкомасштабной турбулентности будет подвержен достаточно большим возмущениям. В этом смысле (1) можно принять как выражение для критической толщины всплеска с линейным запасом, который до некоторой степени компенсирует пренебрежение турбулентными напряжениями при расчете изменения кинетической энергии вихря, формирующегося в сплеск.

В выражениях (18) и (19)

$$\left(\frac{\sigma}{\rho \cdot g}\right)^{0,5} = a,$$

где a – капиллярная постоянная, имеющая размерность длины для воды в обычных условиях: $a \approx 0{,}3$ см.

По физическому смыслу длина вихря λ_0, очевидно, есть продольный масштаб турбулентности, определяющийся автокорреляционной функцией и средней скоростью, а V' – максимальная пульсационная скорость, равная трем средне-

квадратичным отклонениям.

Кривые $\frac{\lambda_0}{h} = f\left(\frac{h}{\Delta}\right)$ и $\frac{\sqrt{(\overline{V'_x})^2}}{V_{cp}} = f\left(\frac{h}{\Delta}\right)$ на рис.3 описываются следующими аналитическими зависимостями:

$$\lambda_0 = \frac{0{,}32\,h}{\eta^{0{,}2}}, \qquad V'_{x\,max} = \frac{0{,}3\,V_{cp}}{\eta^{0{,}2}},$$

где h, V_{cp} и $\eta = \frac{h}{\Delta}$ – соответственно глубина, средняя по сечению скорость и относительная шероховатость в створе, где возникает аэрация.

Структура этих зависимостей позволяет использовать их только в определенном диапазоне относительных шероховатостей, реально осуществляемых на модельных установках и гидротехнических сооружениях.

Подстановка значений λ_0 и V' в (II), (I5), (I6), (I7), (I8) и (I9) после соответствующих преобразований приводит к критериальному уравнению:

$$F_r = \left(h - 0{,}4\sqrt{ha}\cdot\eta^{0{,}1}\right)\left[A\frac{10F_r\cdot\eta^{0{,}1}}{h} + \frac{0{,}05\cdot\eta^{0{,}1}}{\sqrt{ha}} + \frac{100\cdot F_r\cdot\eta^{0{,}5}}{W_e\sqrt{ha}} + B\frac{245\cdot F_r\cdot\eta^{0{,}4}}{R_e\cdot h}\right], \qquad (20)$$

где $F_r = \frac{V_{cp}^2}{g\cdot h}$, $R_e = \frac{V_{cp}\cdot h}{\vartheta}$ и $W_e = \frac{V_{cp}^2\cdot h\cdot\rho}{\sigma}$ – соответственно числа Фруда, Рейнольдса и Вебера,

A – коэффициент, производный от выражения

$$\left(1 - \frac{1}{n+1}\right)^2.$$

Использование опытных данных из [7] позволило определить этот коэффициент в виде

$$A = 0{,}15\,i + 0{,}1\,\frac{\eta}{B},$$

Приведем пример использования критериального соотношения (I0) для определения створа, где возникнет аэрация на бистротоке со следующими гидравлическими элементами:

$$i = 0{,}4,\ B = 5\,м,\ n = 0{,}018,\ Q = 40\ м^3/сек.$$

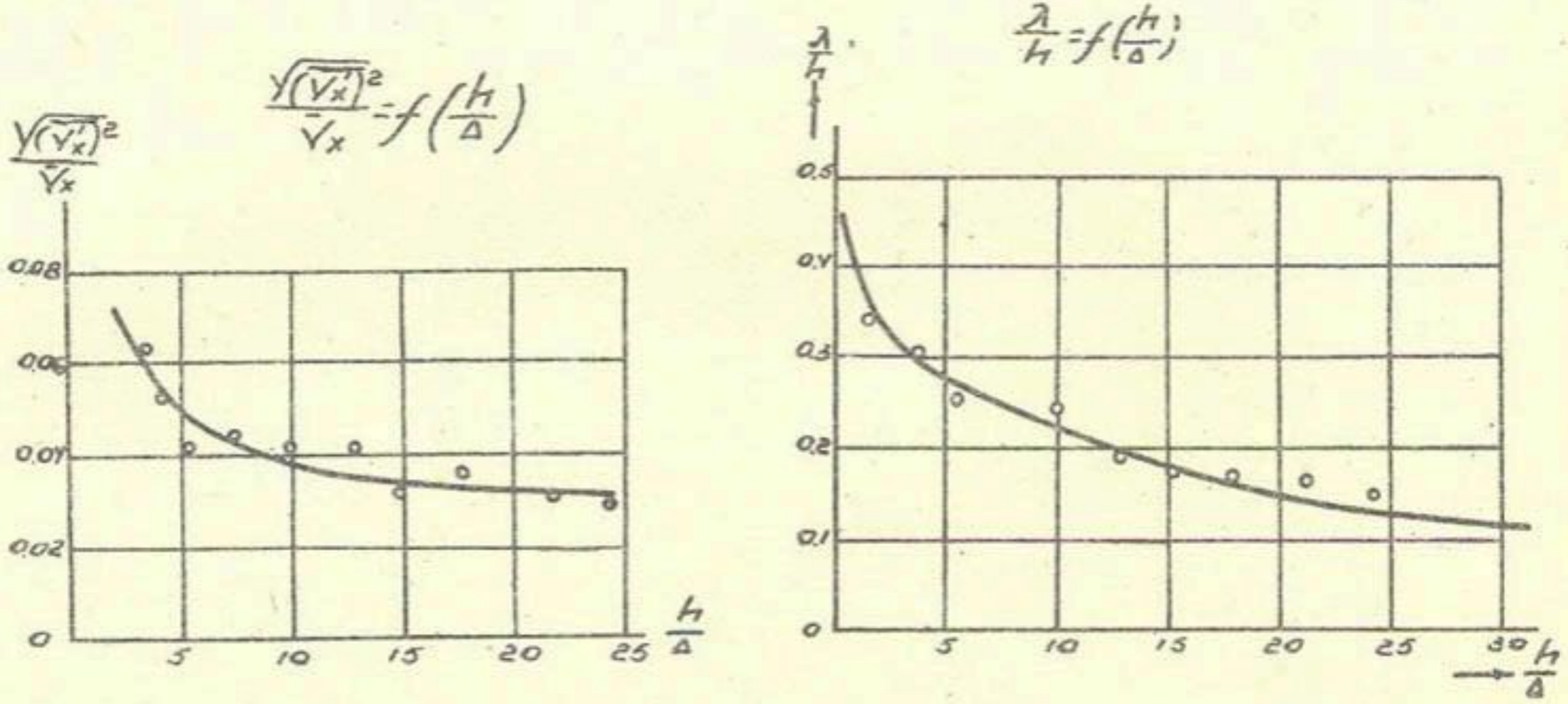

$\frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}{\bar{V}_x} = f\left(\frac{h}{\Delta}\right)$
$\frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}{\bar{V}_x}$
0,03
0,02
0,01
0
5
10
15
20
25
$\frac{h}{\Delta}$
$\frac{\lambda}{h} = f\left(\frac{h}{\Delta}\right)$
$\frac{\lambda}{h}$
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
5
10
15
20
25
30
$\frac{h}{\Delta}$

Рис. 3.

Одним из известных в гидравлике способов строим кривую свободной поверхности. Выбираем несколько створов, начиная со створа, где средняя скорость достигнет величины 6-8 м/сек, и подсчитываем для этих створов значения членов, составляющих критериальное соотношение, подставляя значения гидравлических элементов. В данном случае производим расчет для трех створов с глубинами: 100, 70 и 50 см.

Строим график $\frac{F_r}{N} = f(h)$, где N - сумма членов правой части критериального соотношения (20) (рис.4).

Пересечение кривой с $\frac{F_r}{N} = 4$ определяет ту глубину на сооружении, которая наблюдается в створе, где возникнет аэрация. Эта глубина равна 67 см, а створ по длине потока, соответствующий этой глубине, отстоит от входа на расстоянии 15 м.

Методы расчета, полученные в результате теоретических и экспериментальных разработок, не всегда могут удовлетворить инженера, так как в большинстве случаев гидравлические схемы проектируемых сооружений не соответствуют тем идеализированным схемам (постоянный уклон, плавный вход, равнозернистая шероховатость поверхности водовода и т.д.), рассмотрение которых составляет основу этих разработок.

В связи с этим, вопрос о моделировании аэрированных потоков нужно считать особо важным в изучении проблемы аэрации. Нами этот вопрос специально не изучался, так как мы считаем, что установление принципов моделирования должно быть предметом отдельной большой работы. Тем не менее приведенное выше критериальное соотношение может дать некоторые указания на возможность моделирования аэрации.

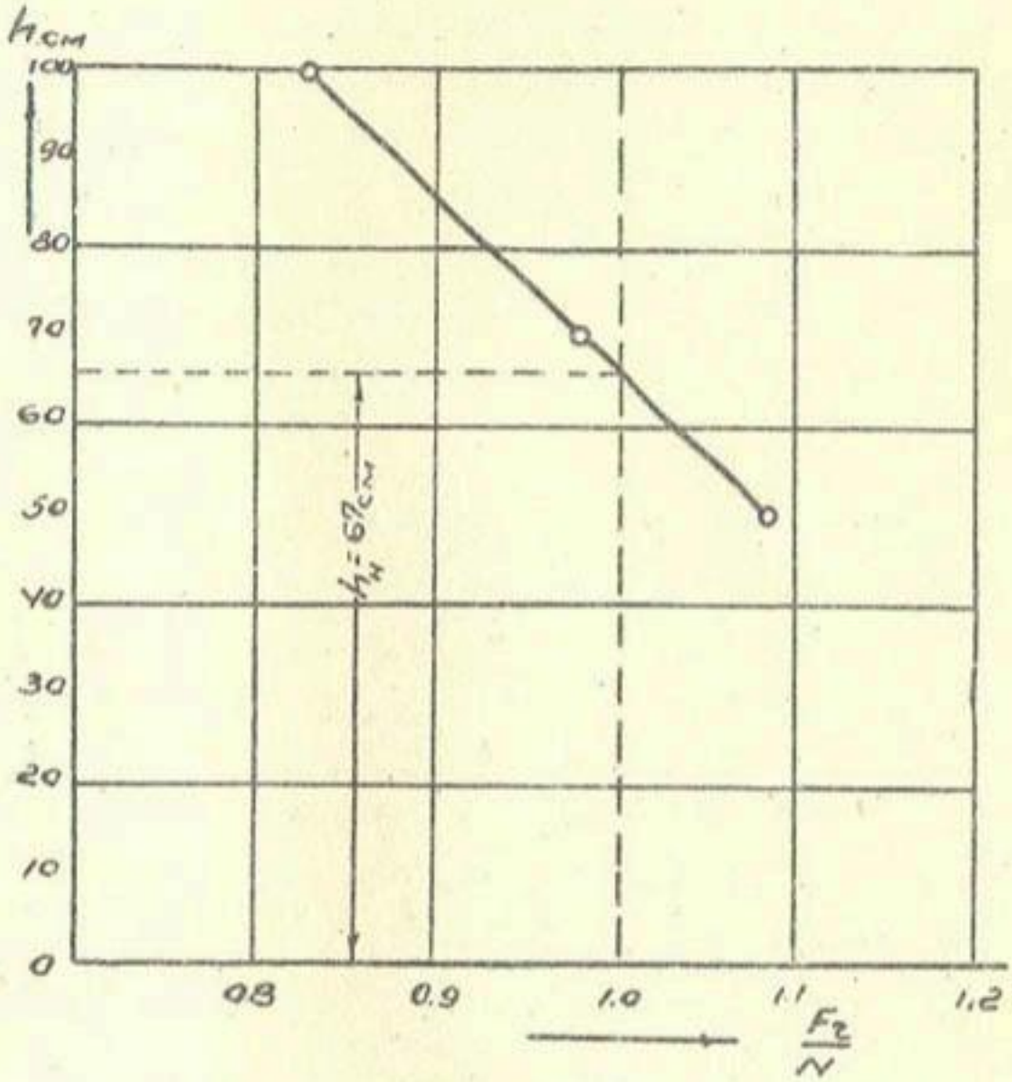


Рис. 4.

Рассмотрим в качестве примера сооружение, для которого выше производился расчет, и проследим за процессом изменения условий, при которых возникает аэрация, производя расчеты для его моделей. Так как коэффициенты при критериальном соотношении были получены из опытов, при которых движение равномерной части потоков происходило в зоне квадратичного сопротивления, то наименьшая модель должна находиться также в зоне квадратичного сопротивления. Находим, что геометрическое подобие гидравлических элементов, включая коэффициент сопротивления, сохранится на модели в масштабе I:I8 натурной величины.

Примем минимальный масштаб равным I:I5 н.в., а масштабы других - I:I0 н.в., I:8 н.в., I:4 н.в. и произведем расчет по определению места возникновения аэрации, используя для этого критериальное соотношение.

На основе результатов расчета построен график (рис.5). Из графика $\frac{Fr}{N} = f(h)$ видно, что с уменьшением масштаба модели условия возникновения аэрации становятся менее благоприятными. Створ, где возникает аэрация, смещается в сторону меньших глубин. На модели в масштабе I:I0 н.в. аэрация будет выражена слабо, а на модели в масштабе I:I5 н.в. она будет вообще отсутствовать.

На рис.6 изображена относительная величина отдельных членов критериального соотношения, зависящая от изменения масштаба модели. Из него следует, что с уменьшением масштаба модели влияние поверхностного натяжения становится весьма существенным, что в конечном счете и определяет исчезновение аэрации на моделях малых масштабов. Влияние поверхностного натяжения на образование аэрации проявляется двояко. С одной стороны, поверхностное натяжение препятствует образованию аэрации, действуя стабилизирующе на поверхность потока; с другой стороны, оно

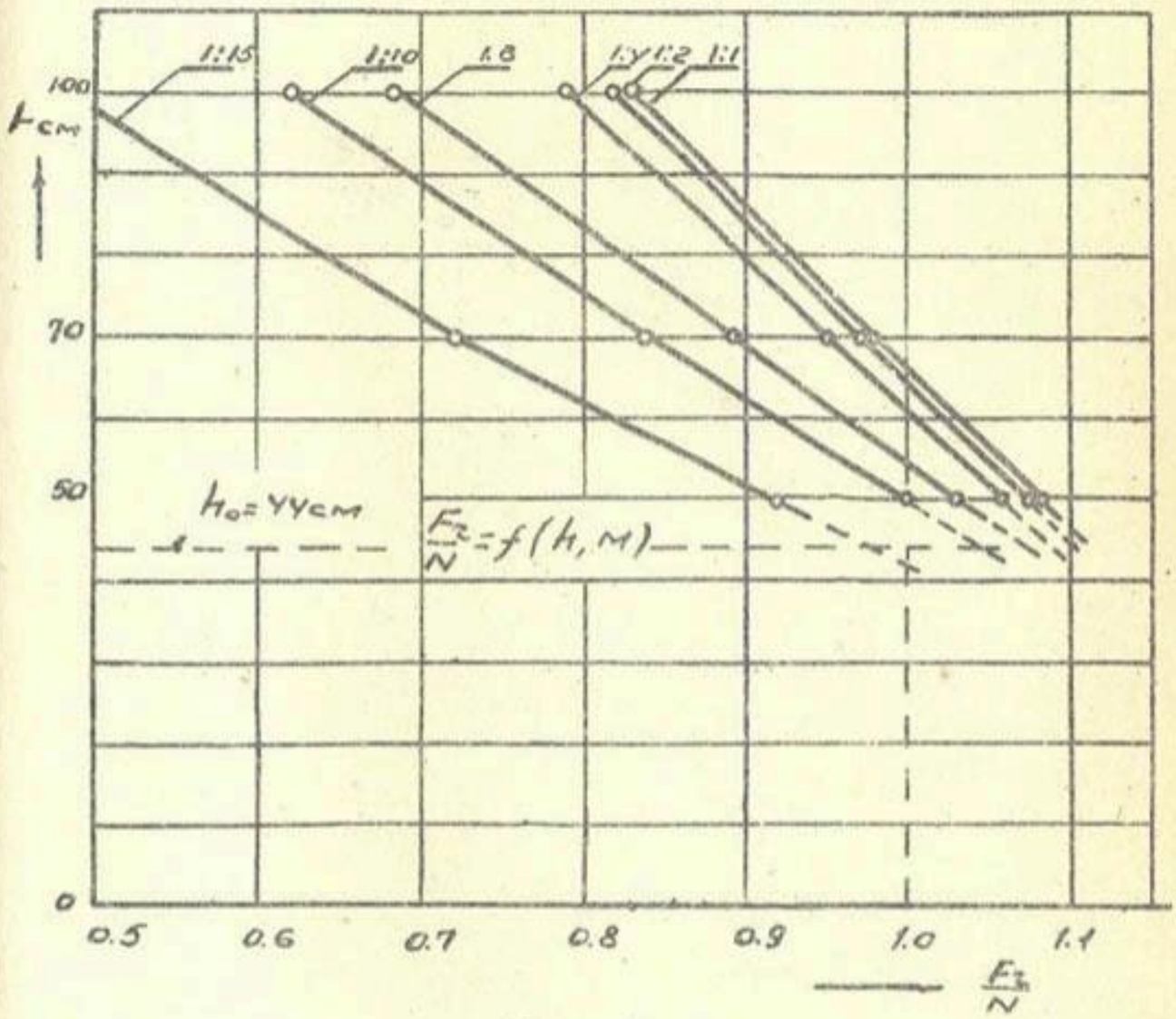

1:15
1:10
1:8
1:4
1:2
1:1
100
70
50
0
h см
h₀=44см
Fz/N = f(h, M)
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
Fz/N

Рис. 5.

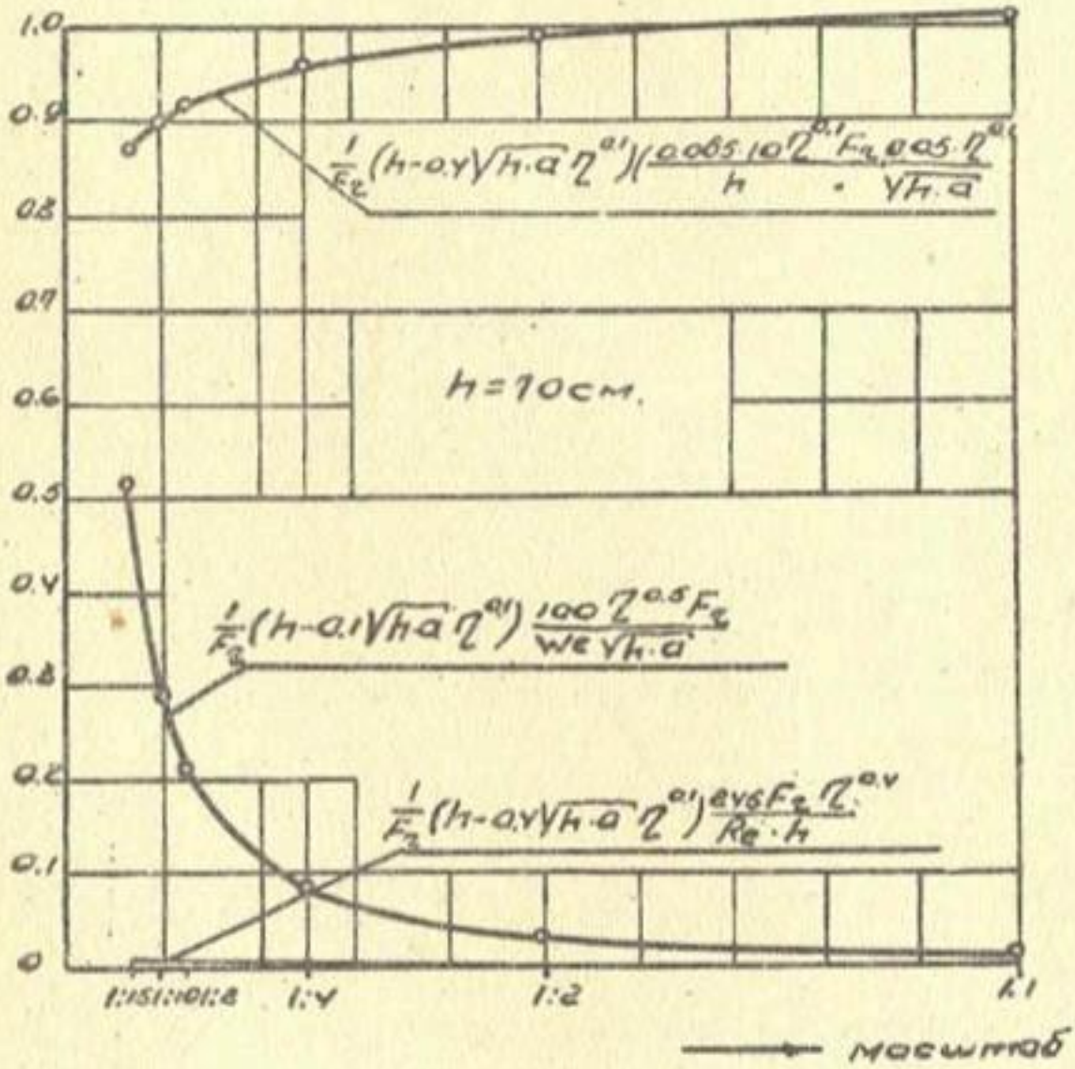


Рис. 6.

способствует трансформации образовавшихся всплесков в дискретные водяные агрегаты, появление которых свидетельствует о нарушении сплошности поверхностного слоя текущей воды. Этот эффект проявляется в некотором уменьшении влияния инерционных сил в образовании аэрации на моделях малых масштабов.

Член, учитывающий влияние сил вязкости на процесс образования аэрации, должен содержать опытный коэффициент, величина которого меньше единицы, так как он зависит от выражения $1 - \frac{1}{n+1}$.

Даже если принять этот коэффициент равным единице, то по расчетам влияние силы вязкости на образование аэрации весьма мало вплоть до моделей малых масштабов, где аэрация отсутствует.

Отсюда мы приходим к выводу о том, что аэрация в потоках исчезает раньше, чем проявляется влияние сил вязкости, и в связи с этим существование аэрации определяется нижним пределом не числа Рейнольдса, а числа Вебера. Эти же соображения высказывались ранее [4,8].

С другой стороны, нижний предел числа Вебера, очевидно, зависит от шероховатости поверхности водовода. Об этом свидетельствует зависимость отдельных членов критериального соотношения от относительной шероховатости, уменьшение которой при равных числах Фруда создает более благоприятные условия для возникновения аэрации.

В практике проектирования высоконапорного сооружения может возникнуть необходимость в воссоздании на модели этого сооружения истинной картины протекания потока. Если движение потока будет находиться в автомодельной области, то кинематическое и геометрическое подобие натуры

и модели будет выдержано. При этом аэрация, как мы убедились выше, на этой модели может отсутствовать или иметь место, но створы, где она возникнет, будут иметь другие, отличные от створов натурного сооружения, характеристики; например, этот створ будет характеризоваться большим числом Фруда. По Н.Б.Исаченко [4]

$$\alpha = \frac{h_a}{h_в} = \kappa \left(F_r - F_{r_{кр}}\right)^n,$$

где h_a – приращение глубины потока за счет аэрации;

$h_в$ – глубина воды;

$F_{r_{кр}}$ – число Фруда для створа, где возникает аэрация.

В соответствии с этой зависимостью на модели будут получены уменьшенные, против натурных, значения глубин. Учитывая указания А.Г.Чанишвили [8] о том, что размеры образующихся воздушных пузырьков почти не зависят от геометрического масштаба модели, можно, кроме того, ожидать несоответствия фракционного состава капель и воздушных пузырьков в условиях модели и натурного сооружения.

Достижение на модели глубин, геометрически подобных натурным, вызовет необходимость в искусственном перенесении створа, где возникнет аэрация, на то место, которое этот створ должен был бы занимать в натурном сооружении. Как показывает анализ нашего критериального соотношения, этого можно достигнуть только уменьшением значения члена, учитывающего влияние сил поверхностного натяжения.

Использование некоторых поверхностно-активных веществ, как указывает Т.Г.Войнич-Сяноженцкий [2], может привести к уменьшению поверхностного натяжения модельного потока. По А.Г.Левичу [3], дробление капель определяется критическим диаметром в турбулентном потоке газа:

$$d_{кр} \approx \left(\frac{\sigma}{k_1 \cdot \rho}\right) \cdot \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{L}{u^{6/5}},$$

а дробление пузырьков газа – в турбулентном потоке жидкости:

$$\alpha_{кр} \approx \left(\frac{1}{K_f'}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{\sigma}{\rho \cdot \frac{u^2}{2}} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Отсюда видно, что уменьшение поверхностного натяжения может привести к измельчению фракционного состава капель и воздушных пузырьков, т.е. приблизить структуру модельного аэрированного потока к структуре этого же потока, увеличенного до натурных размеров.

Однако нетрудно убедиться в том, что границы использования критериальных соотношений, по способу составления подобных нашему, весьма ограничены. Например, критериальное соотношение, предлагаемое нами, может использоваться при гидравлических расчетах и моделировании только неравномерных плавно изменяющихся потоков, движущихся с положительным ускорением (быстротоки), у которых отношение глубины к ширине не выше, чем в наших экспериментах ($\frac{h}{b} < 0{,}2$), и турбулентные характеристики описываются теми же эмпирическими зависимостями, которые были использованы нами.

Например, для гидравлического расчета водотоков, работающих по схеме: истечение из-под щита и движение высокоскоростного потока по горизонтальному руслу (схемы большинства сбросов из водохранилищ строительных туннелей) – наше критериальное соотношение принципиально не применимо, так как здесь при той же относительной шероховатости и средней скорости турбулентные характеристики будут отличаться по величине от тех, которые наблюдаются на быстротоках.

Вообще для каждой формы неравномерного движения, очевидно, должно быть составлено свое критериальное соотношение. Однако многообразие форм неравномерного движения, встречающихся на практике, и невозможность теоретического прогнозирования величин характеристик турбулентности не

позволяет решить вопросы, связанные с аэрацией, этим путем. Нам представляется, что в дальнейшем следует при изучении аэрации для прогнозирования ее величины попытаться использовать намечающуюся в настоящее время тенденцию связывать развитие каких-либо гидродинамических процессов непосредственно с турбулентными характеристиками, замеренными на моделях исследуемых сооружений. Например, в соответствии с этой методикой величина местного размыва связывается с существованием определенного поля пульсационных скоростей в воронке размыва (Институт гидромеханики УССР), а устойчивость плит крепления - с формами спектральных и корреляционных функций, снятых в нижних бьефах моделей сооружений (НИС Гидропроекта).

Возникновение и развитие аэрации можно было бы связать с величиной какой-либо емкой характеристики турбулентности, так как экспериментальные данные по определению корреляционных функций в поверхностных слоях самоаэрирующихся потоков и обычных сильно турбулизированных потоков указывают на существенное их различие, например, в величинах $\frac{d V'_{x\,max}}{d\lambda}$ (таблица).

Поверхность самоаэрирующегося потока, см/сек					Поверхность потока в конце гидравлического прыжка				
$\bar{V}_x$	$\bar{V}'$	$V'_{x\,max}$	λ, см	$\frac{d V'_{x\,max}}{d\lambda}$	$\bar{V}_x$	$\bar{V}'$	$V'_{x\,max}$	λ, см	$\frac{d V'_{x\,max}}{d\lambda}$
см/сек					см/сек				
367	I5,8	47,5	0,73	I30	73,6	57,8	I73,5	22	I5,7
380	I3,8	4I,4	0,76	I09	56,25	20,4	6I,2	I4,2	8,6
4I0	I2,0	36,0	0,82	88	6I,0	54,8	I64,0	23,2	I4,I5
470	I7,5	52,5	0,35	II0	35,5	56,0	I68,0	9,2	36,5
290	I2,2	36,6	2,65	27,7	29,5	I2,I	36,3	7,4	9,85
244,5	I5,6	46,8	I,70	55	30,7	9,5	28,5	I4,0	4,06
2I2	I2,7	I7,I	I,60	2I,4					

Однако практическое применение описанного метода для прогнозирования величины аэрации, очевидно, станет возможным не только после решения ряда методических вопросов, но и после создания совершенной аппаратуры, которая даст возможность исследователю определять статистические характеристики так же легко, как в настоящее время определяются средние величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абальянц С.Х. Движение взвесей в открытых потоках, Труды САНИИРИ, вып.96, Ташкент, 1958.
2. Войнич-Сяноженцкий Т.Г. О критериальном условии возникновения аэрации плавно-изменяющихся бурных потоков. Труды Первой Закавказской конференции молодых ученых, Ереван, 1960.
3. Гринвальд Д.И., Дормостученко Г.М. Определение корреляционной и спектральной функции по экспериментальным данным измерения мгновенных скоростей естественного руслового потока, Сборник работ по гидрологии, Л., Гидрометеоиздат, 1965, № 5.
4. Исаченко Н.Б. К вопросу об аэрации потоков, "Изв. ВНИИГ", т.68, Л., 1961.
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Механика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1953.
6. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика, М., Физматгиз, 1959.
7. Мухтаров М.П. Условия самоаэрации быстротекущих потоков, "Вопросы гидротехники", Ташкент, вып.27, 1966.
8. Чанишвили А.Г. Масштабный эффект аэрации при моделировании гидротехнических сооружений, "Изв. ТНИСГЭИ",

М.П.МУХТАРОВ

ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ АЭРАЦИИ ОТ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПОТОКА

Большое количество брызг в поверхностных слоях аэрированного потока обусловливает спутное движение воздуха (рис.I) и в соответствии с этим затрату дополнительного количества энергии. Процесс динамического взаимодействия аэрированного потока с воздухом происходит предположительно по следующей схеме: водяные агрегаты и капли в момент отделения от поверхности потока имеют ту же продольную скорость, что и сам поток; в дальнейшем капли, взаимодействуя с воздухом, отдают ему некоторое количество движения и падают обратно в поток с уменьшенной продольной скоростью. Таким образом, в каждый момент времени движущийся объем единичной длины выделяет и принимает равные массы воды, но разные по величине продольные скорости.

В соответствии с описанной схемой движение аэрированного потока можно отнести к разряду движений тел с переменной массой, которые описываются уравнением Мещерского:

$$m\frac{dv}{dt} = F + (v_1 - v)\frac{dm_1}{dt} + (v - v_2)\frac{dm_2}{dt}.$$

где v_1, v_2 и v – скорости присоединяющегося и отделяющегося тел с массами m_1 и m_2 и основного тела с массой m.

В дальнейшем рассмотрим этот процесс на участке равномерного движения, при этом реактивная сила, возникающая в результате отделения массы m_1 будет, очевидно, равна нулю, а преодоление силы, возникающей при присоединении массы m_2, со скоростью $v_2 < v$, потребует допол-

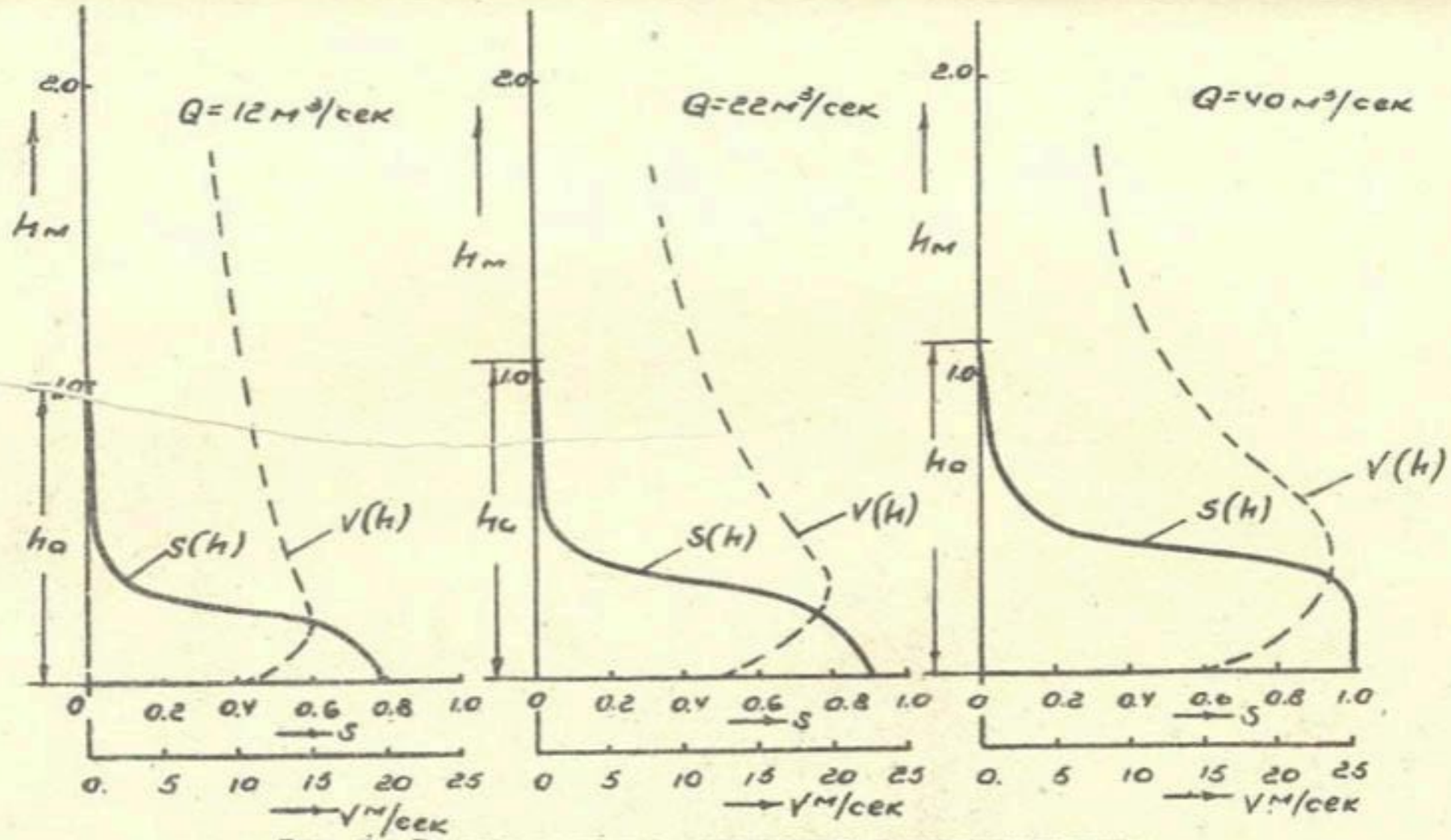


Рис.I. Распределение скоростей и концентрации в сечении Актепинского быстротока.

нительной работы силы тяжести:

$$\Delta S(V_1 - V)\frac{dm_1}{dt} = n \cdot F \cdot \Delta S, \qquad (I)$$

где n - некоторый коэффициент, указывающий на то, что преодоление реактивной силы совершается за счет части общей работы силы тяжести. Другая часть ее затрачивается на преодоление сопротивления русла.

Нахождение значений отдельных элементов уравнения (I) посредством строгих теоретических разработок не представляется возможным, поэтому дальнейшие построения будем производить, исходя из соображений размерности и опираясь на эмпирические факты.

Проекцию скорости падающих капель при присоединении их к потоку найдем из рассмотрения движения отдельной капли.

Напишем уравнение изменения количества движения капли в проекции на направление движения:

$$m V_{t\cdot 0} - m V_{t\cdot t_0} = R t_0,$$

где $V_{t\cdot 0}$ - скорость капли при отделении ее от потока;

$V_{t\cdot t_0}$ - скорость капли в момент присоединения ее к потоку;

R - сила, действующая на каплю во время пребывания ее в воздухе;

m - масса капли с размером $\bar{d}$.

Время пребывания капли в воздухе t определится из решения кинематической задачи движения капли, вылетающей вертикально к поверхности, наклоненной к горизонту под углом α (рис.2).

Относительно системы координат, движущейся со скоростью, равной средней поверхностной скорости, уравнения движения капли будут

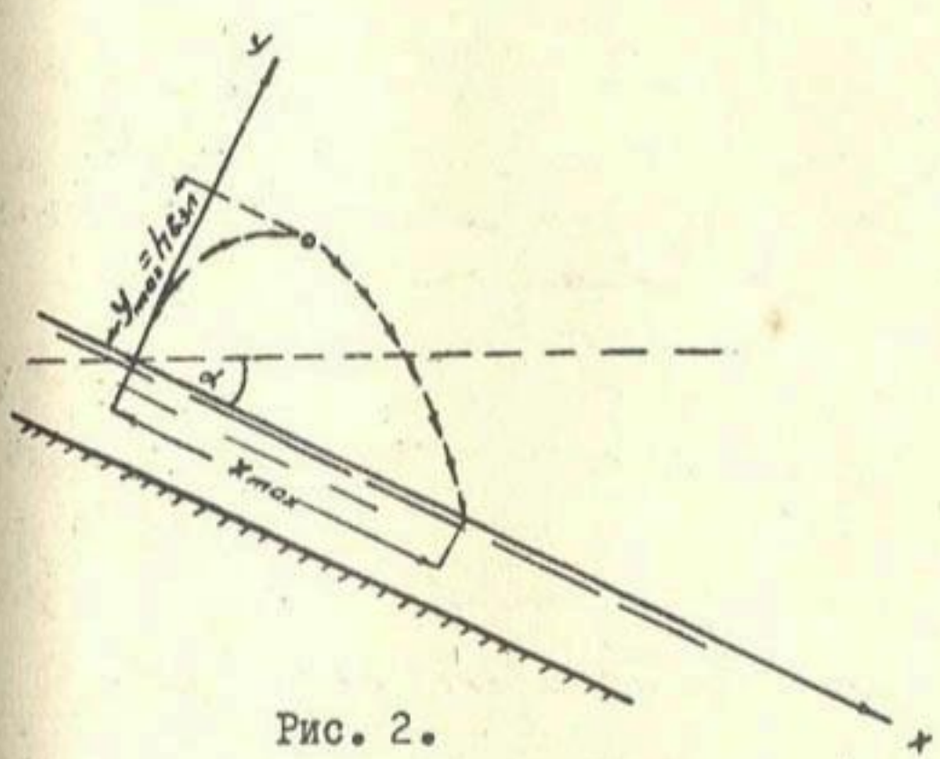


Рис. 2.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = g\cdot\sin\alpha, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = -g\cdot\cos\alpha,$$

а их решения –

$$x = g\cdot\sin\alpha\cdot\frac{t^2}{2}, \tag{а}$$

$$y = -g\cdot\cos\alpha\cdot\frac{t^2}{2} + V_0 t, \tag{в}$$

где V_0 – начальная скорость взлета капли.

Выразив t из (а) через x и подставив его значение в (в), получим уравнение траектории

$$y = V_0\cdot x^{0,5}\sqrt{\frac{2}{g\cdot\sin\alpha}} - x\cdot ctg\,\alpha. \tag{с}$$

Дифференцируя (с) по x и приравнивая $\frac{dy}{dx}$ нулю, находим расстояние x от начала координат, на котором высота взлета капли будет максимальной:

$$x = \frac{0,5\,V_0^2}{ctg^2\alpha\cdot g\cdot\sin\alpha}. \tag{д}$$

Подстановка (д) в (с) даст максимальную высоту взлета капли:

$$y_{max} = h_{взл} = \frac{1,5\cdot V_0^2}{\cos\alpha\cdot g}. \tag{е}$$

При условии $y = 0$ дальность полета капли будет

$$x_{max} = \frac{2V_0^2}{g\cdot\sin\alpha\cdot ctg^2\alpha}. \tag{ф}$$

Подставив значение x_{max} в (а) и выразив V_0 через $h_{взл}$ из (е) найдем время пребывания капли в воздухе:

$$t = 2\sqrt{\frac{h_{взл}}{g\cdot\cos\alpha}}.$$

Имея в виду, что уклоны большинства самоаэрирующихся потоков находятся в пределах 0,2–0,5, обозначим

$$\frac{1}{\sqrt{\cos\alpha}} \approx K\cdot\sin\alpha \approx K_1\cdot i,$$

где K_1 – коэффициент;
i – уклон поверхности.

При этом окончательно будем иметь

$$t = K_1 \sqrt{\frac{h_{сл}}{g}} \cdot i. \qquad (2)$$

Сила сопротивления воздуха летящей капле в соответствии с работой [7] будет

$$R = c \cdot \pi \cdot d^2 \cdot \rho^* \cdot V^{*2}, \qquad (3)$$

где ρ^* – плотность воздуха;
V^* – скорость потока воздуха, обтекающего каплю (в данном случае она будет равна разности средней скорости водного и воздушного потоков).

Анализ распределения концентрации и средней скорости по глубине потока (рис.I) показывает, что для области, занятой воздушнокапельной[I] средой, существует соотношение

$$\frac{V_{ср} - V_{воз}}{V_{ср}} = K_2 \left(\frac{h}{h_{сл}} \right), \qquad (4)$$

где $V_{воз}$ и $V_{ср}$ – средние скорости воздушнокапельного слоя и воднопузырькового слоя;
h и $h_{сл}$ – глубины воднопузырькового и воздушнокапельного слоев, разделенных слоем с концентрацией 0,5 [I].

[I] Термины "воздушнокапельный" и "воднопузырьковый" введены группой гидравликов из Института гидродинамики СО АН СССР [I].

Отнесение $\frac{dm}{dt}$ к единице площади даст плотность потока массы с размерностью кг/м^2.сек:

$$\frac{dm}{dt} = \rho \cdot \bar{u}, \qquad (5)$$

где $\bar{u}$ – скорость отделения массы, состоящей из отдельных капель, от поверхности потока.

В соответствии со схемой[I] возникновения аэрации высота взлета всплеска пропорциональна $\frac{V_x'}{\lambda}$. Рассмотрим обстановку на площадке, выделенной на поверхности потока, и проведем контрольную поверхность К–К на уровне высоты всплеска (рис.3), отвечающей условиям распадения его на капли, т.е. условию возникновения аэрации. Появление капель воды выше контрольной поверхности. очевидно, будет при условии

$$\frac{V_x'^{(+)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}'^{(+)}}{\lambda_H}, \quad \frac{V_x'^{(-)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}^{n-1}}{\lambda_H}, \qquad (\beta)$$

где $V_x'^{(+)}$, $V_x'^{(-)}$ – положительная и отрицательная пульсационные добавки;

$V_{x\,max\,H}'^{(+)}$ и $V_{x\,max\,H}'^{(-)}$ – положительная и отрицательная пульсационные добавки, отвечающие условию возникновения аэрации;

λ – масштаб турбулентности.

Примем

$$\bar{u} \sim \left(\frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}{\lambda} - \frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2_H}}{\lambda_H} \right),$$

подобно тому, как транспортирующая способность потоков принимается пропорциональной избытку влекущей силы [2]. Так как $\bar{u}$ формируется из скоростей взлета отдельных всплесков, то она должна осредняться по поверхности, на которой образуются всплески. Поэтому величина $\bar{U}$ будет связана с выделенной на контрольной поверхности К–К площадью, через которую осуществляется одновременный взлет

[I] См.нашу статью "Возникновение аэрации на поверхности быстротекущего потока", опубликованную в настоящем сборнике.

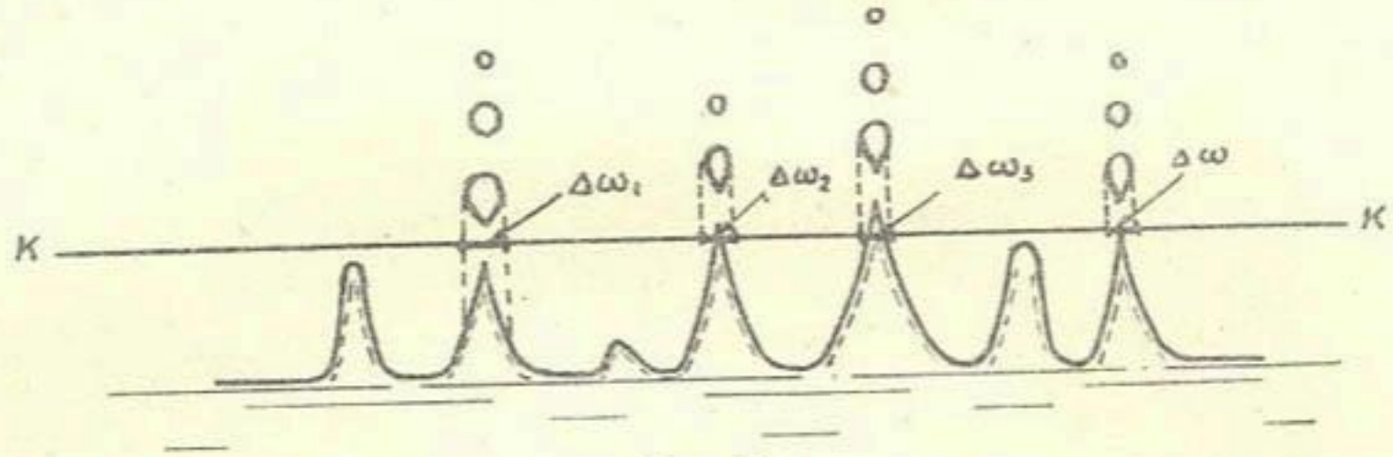


Рис.3

всплесков.

Рассмотрим на поверхности К-К площадку единичной длины, ширина которой равна $\bar{d}$ - среднему поперечному размеру всплесков и капель (рис.3). Эта площадка будет

$$\omega = \sum_{i=1}^{n} \Delta\omega_i = \bar{d} \cdot n ,$$

где n - отношение количества всплесков и капель, взлетающих выше поверхности К-К в единицу времени, ко всему количеству образующихся всплесков.

На участке равномерного движения потока мы можем осреднение по длине заменить осреднением пульсирующей величины x', замеренной в точке, по времени:

$$\bar{x} = \frac{1}{L}\int_0^L x'(l)\,dl \approx \frac{1}{T}\int_0^T x'(t)\,dt$$

Так как взлет всплеска выше К-К осуществляется при условии (β), то n, очевидно, можно считать вероятностью появления условия (β) в точке, принадлежащей поверхности потока:

$$n = P\left(\frac{V_x'^{(+)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}'^{(+)}}{\lambda_H},\ \frac{V_x'^{(-)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}'^{(-)}}{\lambda_H}\right),$$

На рис.4 заштрихованная площадь определяет искомую вероятность. В этом случае она будет равна в предположении о распределении $\frac{V_x'}{\lambda}$, близком к нормальному

$$P\left(\frac{V_x'^{(+)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}'^{(+)}}{\lambda_H},\ \frac{V_x'^{(-)}}{\lambda} > \frac{V_{x\,max\,H}'^{(-)}}{\lambda}\right) = 1 - \Phi\left(\frac{V_{x\,max\,H}'^{(-)}}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}\right).$$

В соответствии с изложенными соображениями средняя скорость отделения капель от поверхности потока будет

$$\bar{U} = \left(\frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}{\lambda} - \frac{\sqrt{(\overline{V_x'})^2_H}}{\lambda}\right) \cdot \bar{d}\left[1 - \Phi\left(\frac{V_{x\,max\,H}'}{\lambda_H} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}\right)\right]. \qquad (6)$$

Заметим, что $\frac{V_{x\,max\,H}'\,\lambda}{\lambda_H\sqrt{(\overline{V_x'})^2}}$ может находиться в пределах от 0 до I, а функция Лапласа $\Phi(x)$ в этих пределах прибли-

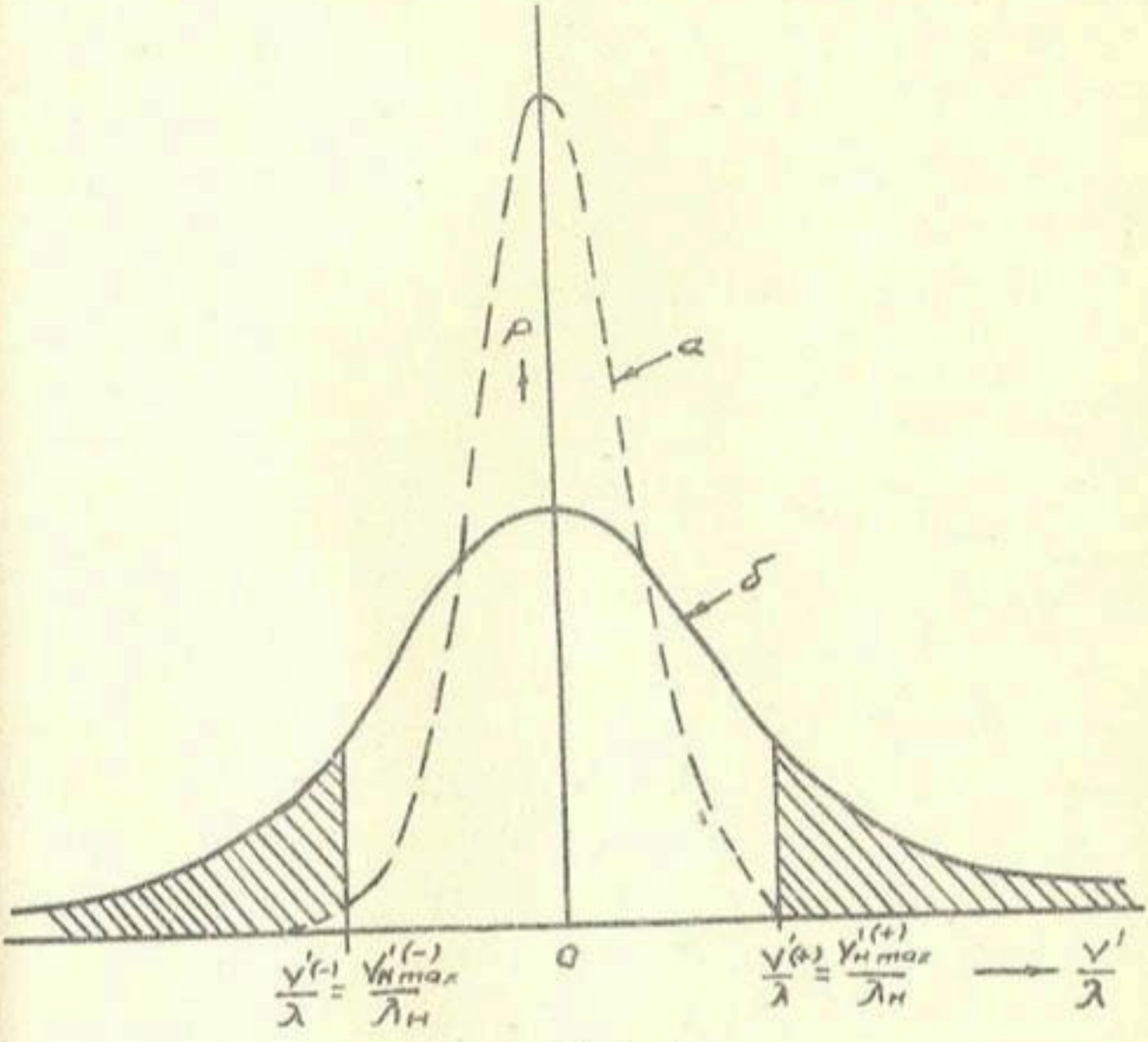


Рис. 4.

а– функция распределения $\frac{V_x'}{\lambda}$ в створе возникновения аэрации

б– –"– –"– –"– аэрированной части потока

зительно равна χ [8].

Выразим пульсационную скорость и масштаб турбулентности через среднюю скорость потока $V_{ср}$, глубину h и относительную шероховатость $\eta = \frac{h}{\Delta}$ (Δ – высота выступов шероховатости):

$$\sqrt{(\overline{v_x'})^2} = K_3 \cdot V_{ср} \cdot \eta^n, \quad \lambda = K_4 \cdot h \cdot \eta^e,$$

где K_3 и K_4 – коэффициенты;

n и e – степени, значения которых находятся в пределах от 0 до –I.

Подставив значения $\sqrt{(\overline{v_x'})^2}$ и λ в выражение (6), после некоторых преобразований и упрощений будем иметь

$$\frac{dm}{dt} = K \rho \cdot \frac{V_{ср}}{h} \left(1 - \frac{h^2}{h_н^2}\right)^2 \cdot \alpha, \qquad (7)$$

здесь $h_н$ – глубина в створе, где возникает аэрация;

K – коэффициент.

Работа силы тяжести потока, отнесенная к единице его длины, на расстоянии ΔS будет

$$F \cdot \Delta S = \gamma \cdot h \cdot i \cdot \Delta S. \qquad (8)$$

Примем

$$h_{сл} \approx h',$$

где h' – поперечный размер потока воздуха, вовлеченного в движение аэрированного потока. Собирая выражения членов (I), получим

$$\alpha = \frac{h'}{h} = K \cdot F_r \left(1 - \frac{h^2}{h_н^2}\right), \qquad (9)$$

где $F_r = \frac{V_{ср}^2}{gh}$ = ,

K – коэффициент, определяемый из опыта.

Зависимость (9) является приближенной, так как при ее составлении допускались упрощения и не учитыва-

лись некоторые факторы, влияющие на движение аэрированного потока, в том числе работа взвешивания воздушных пузырьков, включенных в толщу воднопузырькового слоя [47]. Однако благодаря тому, что эта зависимость имеет простую структуру и учитывает основные гидравлические элементы, характеризующие движение потока, мы считаем возможным использовать ее для оценки степени аэрации, по крайней мере на данном этапе изучения этого явления.

Для определения значения коэффициента при этой зависимости были проведены специальные опыты (таблица). Они проводились в экспериментальном лотке прямоугольной формы с изменяющейся шириной и уклоном. Значительная часть опытов проводилась при состоянии поверхности дна и бортов лотка, оцениваемом эквивалентной шероховатостью Δ =3 мм. Часть опытов проводилась в условиях усиленной шероховатости: n =0,025 ÷ 0,040 (Δ =15 мм). Такие коэффициенты шероховатости, как известно, характеризуют реально осуществляемые схемы водотоков, например каналы и туннели, вырубленные в скале (необлицованные), а также быстротоки с усиленной шероховатостью.

Условия проведения опытов отражены в таблице.

i	b, см	Δ, мм	Расходы исследуемых потоков Q, л/сек	Количество исследованных створов по длине лотка при каждом Q
0,32	50	3	60, 90, 140, 160, 180	6-7
0,32	50	15	40,60,80,115,160,185	7-8
0,32	37	3	40,60,90,140,160,180	5-6
0,55	50	3	160, 140, 180, 120	2
0,55	37	3	160, 140, 180, 120	2

Измерения распределения концентрации осуществлялись посредством предложенного нами игольчатого преобразователя [7].

Обработка результатов опытов заключалась в определении глубины воды:

$$h_в = \frac{1}{S=1} \int_0^{h_a} S(h)\, dh,$$

где $S(h)$ – кривая изменения концентрации по глубине потока;

h_a – глубина аэрированного потока, соответствующая I ÷ 2% водосодержания (предел точности определения концентрации прибором).

Глубина потока воздуха, вовлеченного в движение аэрированного потока, определялась так:

$$h' = h_a - h_в,$$

а глубина в створе, где возникала аэрация, $h_н$ – посредством экстраполяции линий h_a до пересечения их с линиями $h_в$.

Данные опытов после вычисления элементов зависимости были нанесены на график $lg\alpha = f\{lg[F_2(1-\frac{h^2}{h_н^2})]\}$, в результате чего выяснилось, что зависимость (9) не является универсальной, так как, несмотря на значительный разброс точек прослеживалась их сортировка по признаку $\frac{h}{\Delta}$. С другой стороны, анализ этого же графика позволил считать связь между обеими частями зависимости (9) близкой к прямой. В дальнейшем, опытные данные разбиты на четыре группы по признаку $\frac{h}{\Delta}$, на основе которых были составлены графики $lg\alpha = f\{lg[F_2(1-\frac{h^2}{h_н^2})]\}$ (рис.5–8). Из вспомогательного графика $K = \frac{lg[F_2(1-\frac{h^2}{h_н^2})]}{lg\alpha} = f(lg\frac{h}{\Delta})$ (рис.9) определился коэффициент при зависимости (9) в виде

$$K = 2{,}6^{-1} \cdot \left(\frac{h}{\Delta}\right)^{0{,}6}.$$

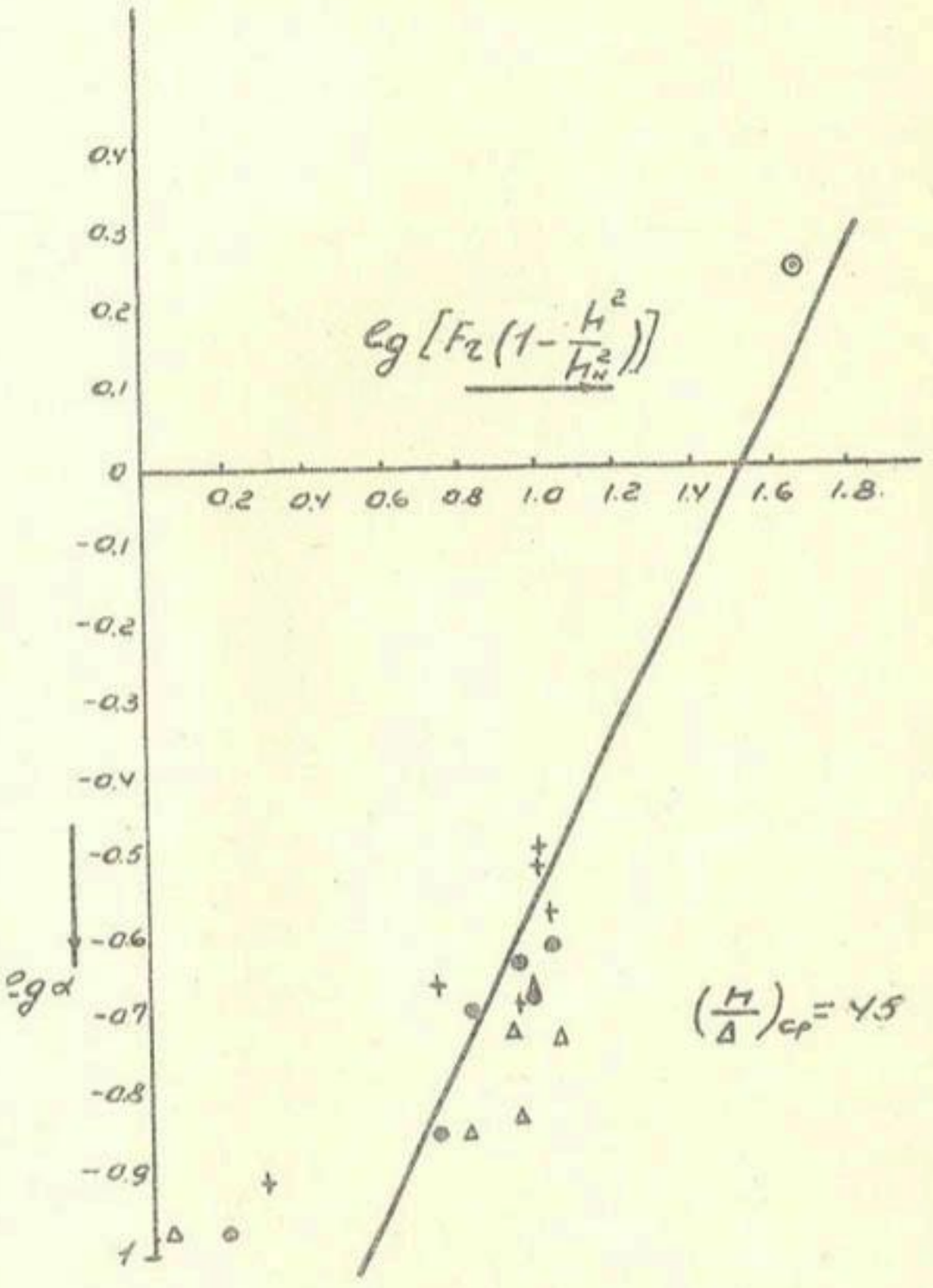


Рис. 5.

◎ – Актепе, Q = 40 м³/сек,
Δ – ВНИИГ, Δ = 7 мм, 180 л/сек,
+ – –"– –"– 120 л/сек,
• – –"– Δ = 3 мм 180 л/сек

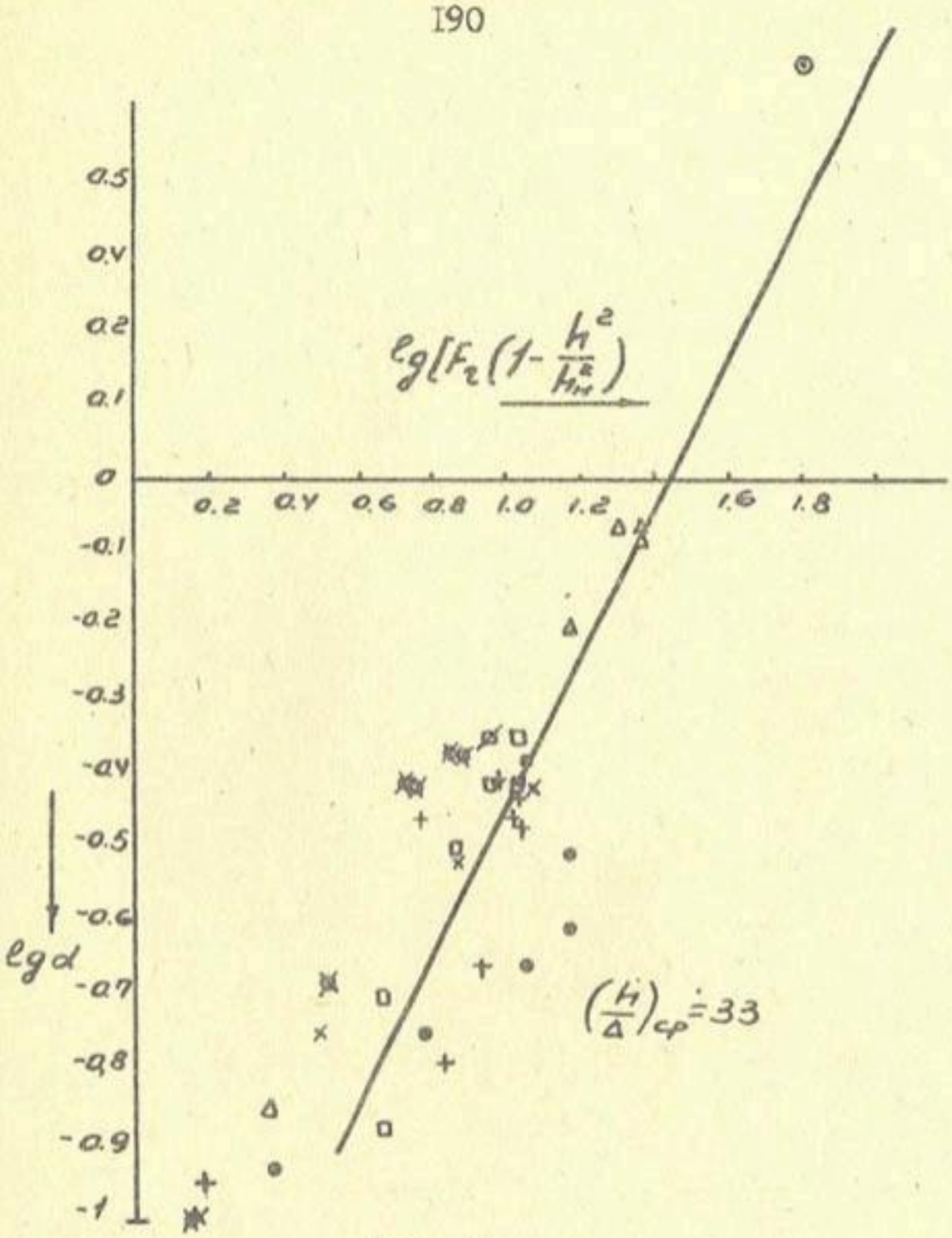


Рис. 6.

⊙ – Актепе, Q = 22 м^3/сек,
• – ВНИИГ, Δ = 3 мм, 180 л/сек,
+ – –"– Δ = 7 мм, 80 л/сек,
Δ – САНИИРИ, Δ = 3 мм, 180 л/сек, b = 0,5 м,
× – –"– –"– 180 л/сек, b = 0,37 м,
□ – –"– –"– 160 л/сек, b = 0,37 м
⊠ – –"– –"– 140 л/сек, b = 0,37 м

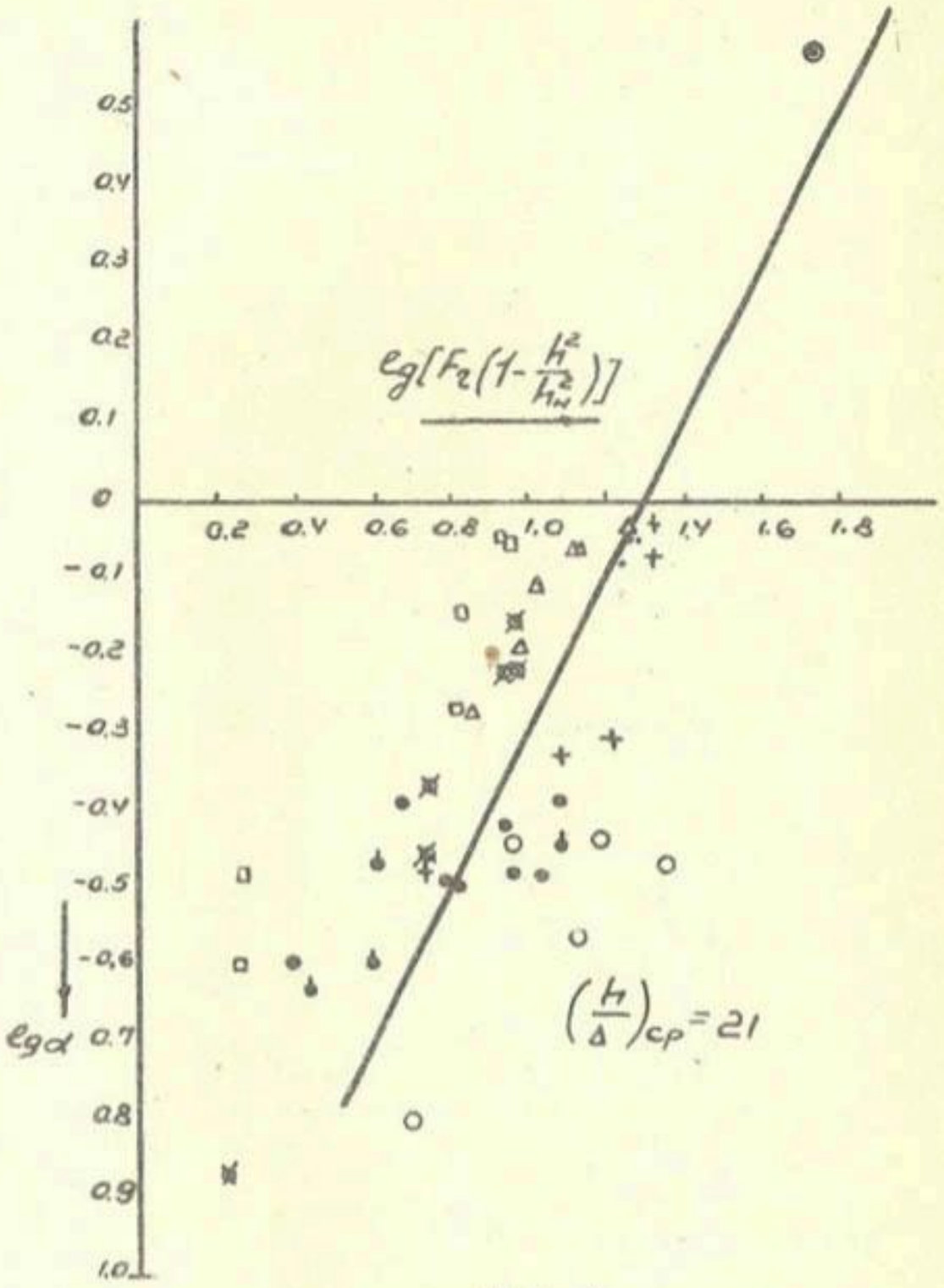


Рис. 7.

⊙-Актепе, 0 = I2 м^3/сек;
•-ВНИИГ, Δ = 3 мм, 50 л/сек;
○- –"– –"– –"– 80 л/сек;
Δ-САНИИРИ, Δ = 3 мм, I40 л/сек, δ =0,5 м;
+ - –"– –"– I60 л/сек, δ =0,5 м;
⊠ –"– –"– 90 л/сек, δ =0,37 м;
□ –"– –"– 60 л/сек, δ =0,37 м.

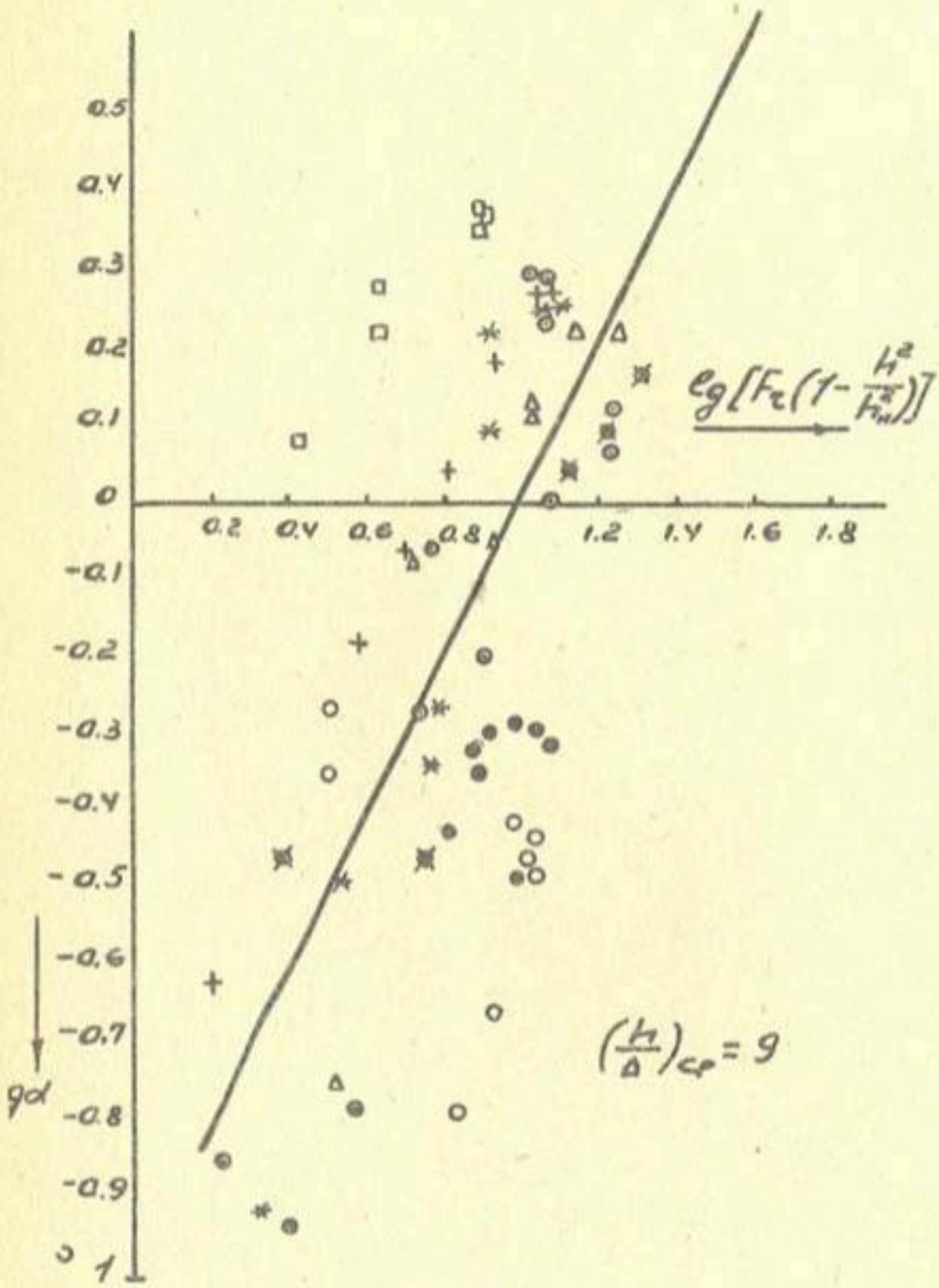


Рис. 8.

● – ВНИИГ, Δ = 7 мм, 50 л/сек,
○ – – – – – 80 л/сек,
+ – САНИИРИ, Δ = 15 мм, 115 л/сек
△ – –"– –"– 160 л/сек,
⊙ – –"– –"– 60 л/сек,
✳ – –"– –"– 80 л/сек.

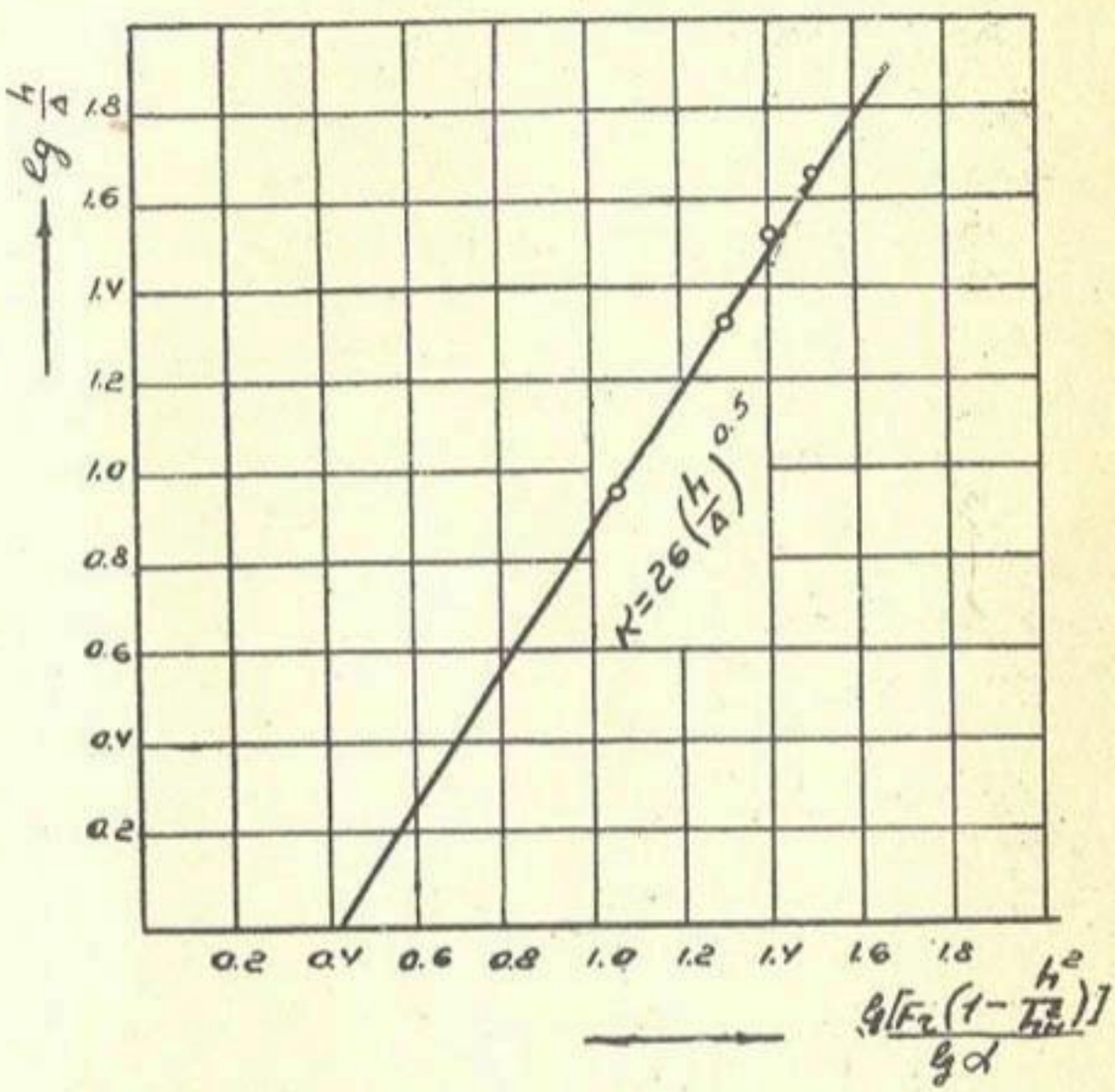

$lg\frac{h}{\Delta}$
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
$K=26\left(\frac{h}{\Delta}\right)^{0.5}$
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
$\frac{lg\left[F_r\left(1-\frac{h^2}{L_{kr}^2}\right)\right]}{lg\alpha}$

Рис. 9.

На графики нанесены также точки, относящиеся к данным опытов Н.Б.Исаченко [3]. Эти опыты были проведены не только технически тщательно, с применением совершенной аппаратуры, но и методически правильно, так как использованная экспериментальная установка допускала естественную аэрацию, а определяемые из опытов глубины аэрированных потоков соответствовали уровням с самым малым содержанием воды. Кроме этих точек, на графики нанесены точки, относящиеся к результатам исследования на быстротоке при Актепинской ГЭС[1].

С учетом выявленного из графиков значения коэффициента К зависимость степени аэрации α от гидравлических элементов потока будет

$$\alpha = \frac{h'}{h} = \frac{0{,}385 \cdot F_2}{\left(\frac{h}{\Delta}\right)^{0{,}6}} \left(1 - \frac{h^2}{h_н^2}\right).$$

Использование этой зависимости при гидравлических расчетах позволяет построить кривую свободной поверхности аэрированного потока, соответствующей уровню над дном с I + 2% водосодержания. Для этого строится кривая свободной поверхности без учета аэрации и находится $h_н$ – глубина в створе, где возникает аэрация. Начиная с этого створа, вычисляются значения α с подстановкой в правую часть F_2 и значений глубин, устанавливающихся на участке между створами с $h_н$ и h_0 – нормальной глубиной. На рис.10 приведена кривая свободной поверхности в быстротоке с элементами: $Q = 40$ м^3/сек; $B = 5$ м: $i = 0{,}4$; $n = 0{,}018$ и $h_н = 0{,}67$ м.

---

[1] Эти исследования проводили совместно три организации: Институт гидродинамики СО АН СССР, ВНИИГ и САНИИРИ с участием автора.

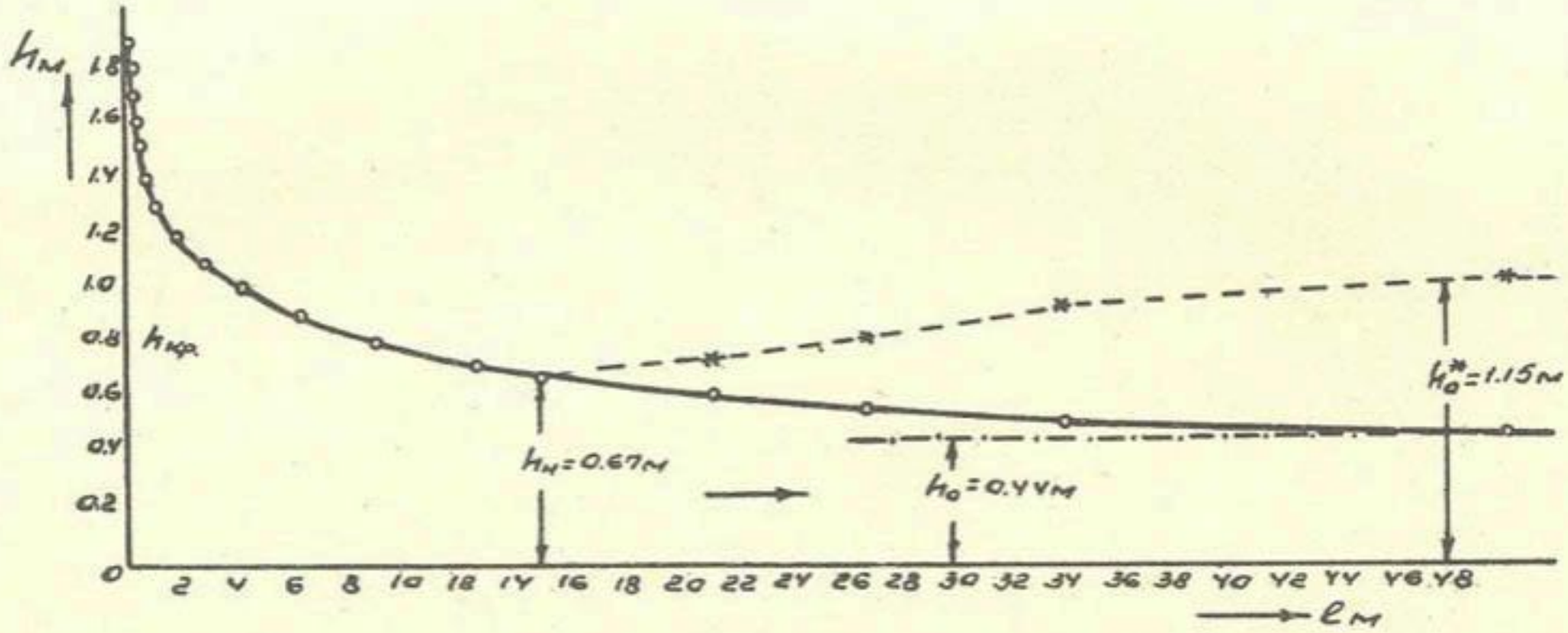

H_M
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
$H_{кр.}$
$H_M = 0.67M$
$H_0 = 0.44M$
$H_0^* = 1.15M$
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40 42 44 46 48
ℓ_M

Рис.IO.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев О.Ф., Скребков Г.П., Исаченко Н.Б., Синельщиков В.С. Исследования аэрированного потока на быстротоке ГЭС Актепе, "Изв.ВНИИГ", т.78, 1965.
2. Великанов М.А. Динамика русловых потоков, т.П, М., 1956.
3. Исаченко Н.Б. Влияние шероховатости водосбросной поверхности на степень воздухонасыщения открытого потока, "Изв.ВНИИГ", т.78, 1965.
4. Картвелишвили Н.А. Волнообразование на быстротоках, "Изв.АН СССР", ОТН, 1955, № 1.
5. Киселев П.Г. Справочник по гидравлическим расчетам, М.-Л., Госэнергоиздат, 1958.
6. Левич А.Г. Физико-химическая гидродинамика, М., Физматгиз, 1959.
7. Мухтаров М.П. Приборы для гидравлических исследований, ирригация и мелиорация, Сборник рацпредложений и изобретений САНИИРИ им.В.Д.Журина, Ташкент, 1966.
8. Пугачев В.С. Теория случайных функций, М., Физматгиз, 1962.

Б.Г.ПОЛЯКОВА

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХЪЯРУСНЫХ ВОДОСБРОСНЫХ ОТВЕРСТИЙ

Пропускная способность двухъярусных водосбросных отверстий (д.в.о.) в инженерной практике определяется как сумма расходов поверхностного и донного ярусов, работающих независимо. Однако, как показали (И.И.Вейц [16], А.К.Ананян [1], А.А.Кадыров [9], И.Я.Татарон [29], С.В.Синицын [21]) для д.в.о. с горизонтальной полкой и горизонтальной нижней сливной гранью расход, рассчитанный таким методом, оказывается меньше фактического на 20–25%.

На основе уравнения количества движения получена следующая формула определения расхода д.в.о. [18]:

$$q = m_{дво}\, h_{нб} \sqrt{2g(T - h_{нб})}, \qquad (1)$$

где q – удельный расход д.в.о., м^2/сек;

$m_{дво}$ – коэффициент расхода:

$$m_{дво} = \sqrt{\frac{1+\alpha}{4\alpha_0(a-a^2)+2K_r a^2}}; \qquad (2)$$

$h_{нб}$ – глубина нижнего бьефа, м;

T – глубина верхнего бьефа, м;

$$a = \frac{h_{нб}}{T};$$

α_0 – корректив количества движения;

K_r – эмпирический коэффициент сопротивления конструкции потоку, размеры которого не бесконечны.

Поскольку формула (2) является полуэмпирической (содержит эмпирический коэффициент сопротивления), возникла необходимость провести экспериментальное исследование.

Цель экспериментов – выявить некоторые качественные показатели истечения, характерные для д.в.о., получить зависимости для коэффициента расхода д.в.о. и числовые его значения.

Формулируем конкретные задачи:

1) определить направление линий потока, распределение скоростей и давлений в зоне истечения;

2) выявить зависимости для коэффициента сопротивления и из их совокупности выделить определяющие;

3) выявить зависимости, определяющие количественные значения коэффициента сопротивления;

4) установить границы применимости расчетной формулы.

В ходе опытов должны быть получены значения коэффициента сопротивления д.в.о. K_p а) для различной длины ℓ и толщины δ полки,

б) глубины донной и поверхностной частей потока $h_э$ и H (или соотношения $\frac{H}{T-\delta}$) и различных режимов нижнего бьефа.

Соотношение $\frac{H}{T-\delta}$ определяется местоположением полки по высоте, а режим нижнего бьефа – относительной глубиной $\frac{h_п}{T}$, где $h_п = h_{нб} - (h_э + \delta)$.

На основе найденных числовых значений K_p и формулы (2) можно получить конкретные значения $m_{эв}$.

По С.В.Избашу, для рассматриваемой схемы основной действующей силой является сила тяжести, а определяющим подобие – критерий Фруда [6]. Поэтому экспериментальное исследование выполнено в соответствии с законом гравитационного подобия. Число Рейнольдса находилось в интервале 15000÷42000, что обеспечивает, как показал И.И.Леви [11], автомодельность явления.

Для экспериментального определения силы и коэффициента сопротивления тела обтекающему потоку жидкости

разработано большое количество способов. Их можно разделить на три группы по ведущему принципу, положенному в основу каждого из них.

Первый способ заключается в определении результирующего вектора сил давления путем пьезометрирования поверхности обтекаемого тела. Этот способ рекомендуется, например, Н.З.Френкелем [24].

По второму способу сила сопротивления замеряется при помощи гидромеханических весов. Этот способ применили Ю.В.Кинд [10], при определении силы воздействия потока на плоские затворы, О.Чишет [25], при определении силы и коэффициента сопротивления шандорных балок и др.

Третий способ определения силы сопротивления основан на применении теоремы импульсов. Он изложен в работах Бай Ши-и [2], А.К.Мартынова [13], А.Н.Патрашева [16], С.Г.Попова [19] и др.

Нами принят третий способ по следующим соображениям: при надлежаще выбранных расчетных сечениях применение теоремы импульсов дает возможность определить силу сопротивления тела и, соответственно, потери энергии потока на явления в следе тела (в нашем случае в нижнем бьефе сооружения), связанные с повышением турбулизации потока при обтекании конструкции. Кроме того, использование этого способа не требует создания специальной сложной установки.

Для двухмерной задачи сила сопротивления нашей конструкции потоку определится по уравнению

$$P_r = \int_{y=0}^{y=T} P_1 dy - \int_0^{h_{нб}} P_2 dy - \rho\left[\int_0^{h_{нз}} v_2^2 dy - \int_0^{T} v_1^2 dy\right], \qquad (3)$$

где P_r – сила сопротивления конструкции, кг;

P_1 и P_2 – гидродинамические давления в створах I-I и II-II, кг/м^2;

v_1 и v_2 – скорости в створах I–I и II–II, м/сек;

ρ – плотность, кг.сек^2/м^4.

Коэффициент сопротивления K_r определяется по формуле [18]

$$K_r = C_r \frac{\delta}{T} ; \qquad (4)$$

здесь δ – толщина полки, создающей ярусность, м;

C_r – коэффициент сопротивления конструкции, обтекаемой безграничным потоком [8,16]:

$$C_r = \frac{P_r}{\rho \delta \frac{v_1^2}{2}} . \qquad (5)$$

Применение дифференциальной формы уравнения количества движения предопределяет некоторую специфичность методики обработки экспериментальных данных.

Поскольку функции $P(y)$ и $v(y)$ в настоящее время не могут быть заданы аналитически, каждая из них задается таблицей из 10 точек, полученных экспериментально.

Так как мы имеем дело с гладкими функциями, для численного решения интегралов уравнения (3) применяем формулу трапеции [5]:

$$\int_0^T P_1 dy = (P_{(0)} + P_{(1)})(y_1 - y_0)\frac{1}{2} + (P_{(1)} + P_{(2)})(y_2 - y_1)\frac{1}{2} + \cdots + (P_{(9)} + P_{(10)})(y_{10} - y_9)\frac{1}{2} \qquad (6)$$

и

$$\int_0^T v_1^2 dy = (v_{(0)}^2 + v_{(1)}^2)(y_1 - y_0)\frac{1}{2} + (v_{(1)}^2 + v_{(2)}^2)(y_2 - y_1)\frac{1}{2} + \cdots + (v_{(9)}^2 + v_{(10)}^2)(y_{10} - y_9)\frac{1}{2} . \qquad (7)$$

Аналогичным образом подсчитываются интегральные значения функций $P_2(y)$ и $v_2^2(y)$.

Для ускорения обработки экспериментальных данных и во избежание ошибок, вполне вероятных при столь громоздких подсчетах, вычисление коэффициента сопротивления по (3) и (4) производится при помощи ЭЦВМ БЭСМ-2. В качестье алгоритма приняты формулы (6) и (7).

Программа и работа на машине выполнены старшим программистом Института энергетики и автоматики АН УзССР Д.Алиахуновым при консультации канд.физ.-мат.наук А.Г.Расулова.

Принятая система анализа экспериментальных данных в соответствии с поставленными задачами включает качественные и количественные элементы.

В результате качественного анализа должны быть установлены границы явления д.в.о. и зависимости для $m_{вс}$.

Обработка экспериментальных данных в этой части анализа сводится к графической фиксации кривой свободной поверхности, линий токов и эпюр скоростей и давлений на исследуемом участке.

В результате количественного анализа экспериментальных данных должны быть получены числовые значения в виде таблиц и графиков и проверена корректность формулы.

Непосредственно из экспериментов мы должны получить числовое значение не коэффициента расхода, а коэффициента сопротивления; тогда величина $m_{вс}$ определится аналитически по зависимости (2).

Поставленные задачи и выбранная методика определения силы сопротивления предъявляют к экспериментальной установке и аппаратуре следующие требования:

а) возможность получения эпюр скоростей и давлений на участке, в пределах которого исследуется изменение количества движения;

б) достаточно точные замеры расхода и отметок свободной поверхности в верхнем и нижнем бьефе;

в) возможность фиксации линий тока.

Опыты проводились в остекленном гидравлическом лотке лаборатории гидрометрии САНИИРИ (рис.I). Основные узлы лотка: напорная камера, снабженная успокоительными решетками и мерным трапецеидальным водосливом с острым ребром ($tg\theta = 0{,}2$) (водослив Чиполетти) объемом 2,24 м^3. Вода в камеру подается из общего напорного резервуара лаборатории. Напорный резервуар оборудован автоматическим регулятором уровня.

Рабочая часть лотка имеет длину 785 см, ширину 2I см и глубину 8I см. Стенки рабочей части лотка выполнены из стекла, дно облицовано винипластом, по оси лотка в дно врезаны пьезометры. В конце рабочей части лотка установлен плоский затвор. Однако регулирование уровня нижнего бьефа при помощи затвора не обеспечивает нужных режимов. В опытах нижний бьеф регулируется деревянными спицами.

Замер расхода производился весовым способом: за рабочей частью лотка установлен перекидной лоточек, при помощи которого вода из лотка может быть направлена либо в подземный резервуар, либо в мерный бак (объемом 2 м^3), установленный на весах.

Для определения отметок верхнего и нижнего бьефа на лотке установлены инерционные пьезометры диаметром 35 мм. Пьезометры имеют общую шкалу, снабженную нониусом, с ценой деления 0,I мм.

Величины скоростей и давлений замерялись трубкой Пито. Трубка заводского изготовления, коэффициент скорости ее $\varphi = I$ [I5]. Трубка подключается к вертикальному жидкостному манометру, закрепленному на стенке лотка,

манометр сверху открыт, поэтому фактически замеряется избыточное давление [13]. Цена деления манометра - 0,1 мм.

Исследовались д.в.о. со следующим соотношением размеров: $\frac{H}{h_э} = 0{,}25\text{–}4{,}0$; $\frac{\delta}{T} = 0{,}05\text{–}0{,}5$; $\frac{\ell}{T} = 0{,}2\text{–}3{,}0$, где ℓ - длина полки, создающей ярусность.

Для плоской задачи схематическая модель д.в.о. представляет собой горизонтальную полку-преграду, установленную между стенками лотка.

Полки деревянные, для предотвращения деформации они после изготовления выдерживались в горячей олифе в течение 5 час., затем дважды покрывались битумным лаком № 35. Битумный лак устойчив против воздействия воды. Кроме того, поверхность, покрытая лаком, получается более гладкой, нежели окрашенная масляной краской.

К боковым граням полки прикреплены на шурупах резиновые трубки, силой трения резиновых трубок полка удерживается на стенках лотка в нужном положении. Пазы между гранью полки и резиновой трубкой и между трубкой и стенкой лотка шпаклюются пластилином.

Ширина полки 20 см. длина и толщина полки менялись от опыта к опыту. Изготовлено 27 полок, размерами 5, 10, 20, 40, 60, 80 см x 1,5 см; 5, 10, 20, 40, 60 см x 2,5 см; 5, 10, 20, 30, 40, 60 см x 5,0 см; 5, 10, 20, 40, 60 см x 7,5 см; 5, 10, 20, 40, 60 x 10 см.

Устанавливая каждую полку в пяти положениях по высоте, получаем для нее пять различных значений $\frac{H}{h_э}$ и для всех 27 полок 135 модификаций д.в.о.

Предварительными опытами были выявлены в общем виде некоторые специфические особенности рассматриваемой схемы. Расход д.в.о. в среднем на 20% превышает сумму расходов водослива с широким порогом и донной трубы, работающих раздельно в аналогичных условиях (в опытах было соблю-

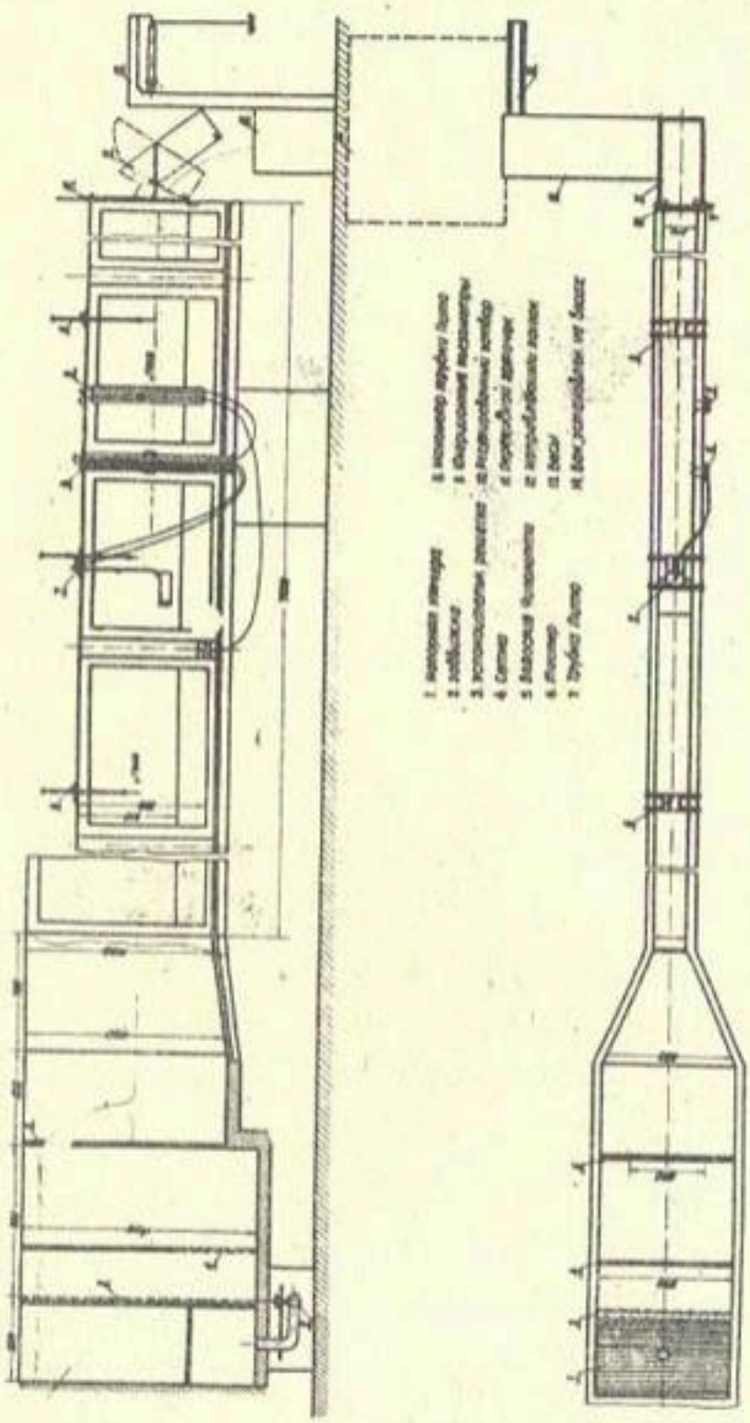


Рис.I Схема экспериментальной установки

дено равенство отметок ▽ ГВВБ и ▽ ГВНБ и тождественность конструктивного исполнения). Этот факт подтвердил данные А.К.Ананяна [1], И.И.Вейца [5], А.А.Кадырова [9] и в свою очередь был отмечен в работах Н.В.Синицына [21] и И.Я.Татарова [23]. Далее, выявлено влияние режима нижнего бьефа и конструктивного исполнения на пропускную способность д.в.о.

В результате этих предварительных исследований была уточнена программа и методика проведения опытов.

Проведено четыре серии опытов в количестве 200. Первая серия объединяет 27 подсерий по 5 опытов в каждой. Непосредственная задача этой серии опытов – получить качественные и количественные характеристики истечения в зависимости от конструктивного исполнения при фиксированных значениях расхода (Q = 20 л/сек) и горизонта воды нижнего бьефа ($h_{нб}$ = 18,5 см). Во второй, третьей и четвертой сериях соответственно фиксировались попарно конструктивное исполнение с ▽ ГВНБ, ▽ ГВВБ и расходом, соответственно, а также определялись качественные и количественные характеристики истечения в функции от ▽ ГВНБ и расхода. При этом величина расхода изменялась от 13,9 до 38,4 л/сек, а глубина нижнего бьефа – от 12,5 до 19,5 см. Качественная характеристика воссоздается кривой свободной поверхности, эпюрами скоростей и давлений и линиями токов.

Опыт проводился в следующем порядке: при помощи мерного водослива устанавливали расход лотка и проверяли величину расхода весовым способом. Затем при помощи спиц устанавливали требуемую глубину в том створе лотка, который соответствует II створу расчетной схемы. Поскольку лоток имеет горизонтальное дно, режим в лотке неравномерный. Замеряли "бытовой" перепад в лотке между I и II

расчетными створами до установки преграды. Отметки в I и П створах определяли при помощи инерционных пьезометров. Местоположение расчетных створов выбрали по данным предварительной серии так, чтобы распределение скоростей и давлений в них было близко к бытовому.

После выполнения подготовительных операций в лотке строго горизонтально на требуемой высоте устанавливали полку-преграду (одну из 27) при помощи тастера и уровня.

В соответствии с принятой методикой для определения коэффициента сопротивления трубкой Пито снимали эпюры скоростей и давлений в I и П расчетных створах на вертикали по оси потока. Распределение скоростей и давлений определяли в концевом створе водосброса (в поверхностной и донной частях отверстия) на расстоянии 3 см вверх от низовой грани и на подходе к водосбросу на расстоянии 4 см вверх от верховой грани. Эти расстояния определяются конструктивным исполнением трубки. Отметки воды в верхнем и нижнем бьефах замеряли при помощи инерционных пьезометров.

Кривая свободной поверхности снималась по методу, разработанному Л.А.Машковичем [14]: отрихтованный лист дюраля, размеченный вертикалями через 2,5 см, покрывается тонким слоем типографской краски, разведенной керосином, и опускается вертикально в поток вдоль оси последнего. Через I-I,5 сек. на листе отмывается резко очерченная линия свободной поверхности. Визуализация линий токов выполнялась струйками черной туши. Тушь вводилась по оси потока при помощи воронки и гребенки трубок.

При фиксированных значениях Q, $h_{н.б}$, ℓ и δ, меняя расположение полки по высоте, выявляли зависимость истечения от $H/h_э$. Для каждой полки проводилась подсерия

исследований при пяти значениях H/h_0 : I/4, 2/3, I, 3/2, 4.

Подсерия, повторенная для 27 преград различной длины и толщины, рассматривается как I-я серия. Она позволяет представить картину изменения K_p и $m_{дв.}$ в зависимости от конструктивного исполнения д.в.о.

В последующих сериях были получены соответственно характеристики истечения в функции от расхода, относительных глубин и чисел Фруда в верхнем и нижнем бьефах. Методика проведения опытов оставалась такой же, как в первой серии.

Как известно, в основе современных гидравлических классификаций лежат следующие параметры[I]:

I) пограничные условия, создаваемые для потока той или иной конструкцией;

2) тип основных сопротивлений;

3) режим движения жидкости, определяющий зону сопротивления данного типа, а следовательно, и его величину;

4) кинематические условия.

Особенностью пограничной геометрии д.в.о. является наличие полки, обтекаемой потоком, что, в конечном счете, определяет остальные классификационные параметры.

Все виды истечения из гидротехнических отверстий характеризуются наличием только местных сопротивлений. Величина сопротивления непосредственно влияет на коэффициент пропускной способности отверстия. С другой стороны, сопротивления, как комплекс физико-механических явлений, сами зависят от кинематики потока.

[I] Изложение принципов классификации дается по С.В.Избашу [7].

Особенности конструкции д.в.о. создают своеобразный характер сопротивления:

I) в случае истечения через водослив или донное отверстие поток протекает внутри жестких границ ("внутренняя" задача), местные сопротивления обусловлены сосредоточением на небольшом участке сильной деформации потока;

2) в случае истечения через д.в.о. поток, протекая внутри жестких границ, в то же время обтекает полку (на "внутреннюю" задачу накладывается еще и "внешняя").

Главной составляющей сопротивления во втором случае является сопротивление формы, которое представляет собой видоизменение местного сопротивления, специфическое для условий "обтекания", а не "протекания", - при этом воздействие внешних жестких границ не устраняется и осложняет характер сопротивления.

Режим движения потока через д.в.о. в натурных условиях соответствует зоне квадратичного сопротивления. По этому признаку д.в.о. не выделяются среди других типов водосбросных отверстий.

Для выявления особенностей кинематической характеристики д.в.о. произведем сравнение со схемами водослива с широким порогом и донной трубы. Правомерность сравнения обеспечивается следующим. Работа всех трех схем изучалась при одинаковых отметках горизонтов воды в верхнем и нижнем бьефах.

Длина полки, создающей ярусность в д.в.о., принималась равной ширине порога в схеме водослива и длине трубы в схеме донной трубы. Высота трубы совпадает с высотой донной части отверстия д.в.о., а отметка широкого порога - с отметкой сливной грани поверхностной части д.в.о.

Самостоятельная работа водослива и донной трубы вызывает значительные искривления линий токов. При входе на водослив с широким порогом струя отжимается от верхней грани и образует валец. Это явление - одна из характерных особенностей водослива с широким порогом. Как показано исследованиями Шаумяна, Сухомела, Розовского, Смыслова и др. , валец значительно ухудшает работу водослива и является одной из основных причин малой пропускной способности водосливов с широким порогом [22,26]. При работе донной трубы струя отжимается книзу. Работа д.в.о., по данным эксперимента, вызывает гораздо более слабые искривления линий токов.

Перераспределение поля скоростей на участке истечения отражается конфигурацией эпюр в створах I,II,III и IУ (рис.2 а,б,в). Здесь мы констатируем существенные различия между водосливом и трубой, с одной стороны, и д.в.о., - с другой.

Последняя из кинематических характеристик, производная от линий токов, - форма свободной поверхности.

Ряд исследователей, как например А.Р.Березинский [4] и З.И.Рядова [20] считают характерным признаком водослива с широким порогом наличие на пороге "сжатого" сечения, обязательной вогнутости кривой свободной поверхности. И.Я.Татаров [23] отмечает исчезновение сжатого сечения как один из результатов совместной работы верхнего и нижнего ярусов отверстий. Наши исследования показывают, что при работе д.в.о. возможны обе формы свободной поверхности.

Хотя сравнение кривых свидетельствует об уменьшении кривизны в случае д.в.о., наличие или отсутствие вогнутости у кривой свободной поверхности нельзя считать отличительным признаком д.в.о.

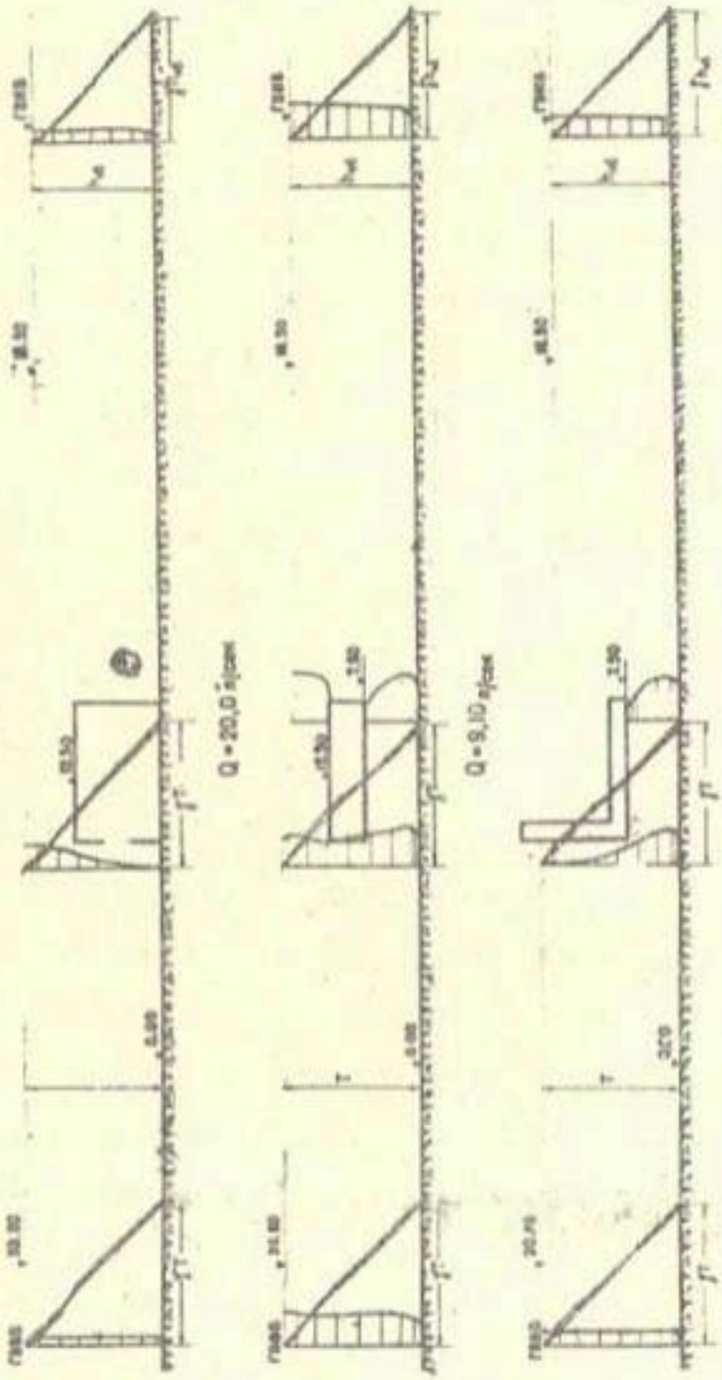


Рис.2 Распределение скоростей и давлений

Вырисовывается следующая картина классификационных параметров

Д.в.о.	Водослив с широким порогом и донная труба
I. Поток протекает внутри жестких границ;наличие обтекания полки	Поток протекает внутри жестких границ; отсутствие обтекания полки.
2. Местные сопротивления обусловлены конфигурацией внешних жестких границ; наличие сопротивления формы	Местные сопротивления обусловлены конфигурацией внешних жестких границ; отсутствие сопротивления формы.
3. Зона сопротивления-квадратичная	Зона сопротивления -квадратичная.
4. Незначительные искривления линий токов, отсутствие вальца в верхней части, небольшой отжим струи книзу в нижней части отверстия	Значительное искривление линий токов; наличие вальца на водосливе, значительный отжим струи книзу в трубе.
5. Точечный характер нулевого значения придонной части, отсутствие нулевого значения поверхностной части эпюры скорости; отсутствие местных затрат энергии на преобразование структуры потока в условиях внешних жестких границ; наличие затрат энер-	Значительная протяженность нулевого значения придонной части эпюры скорости для водослива, значительная протяженность нулевого значения приповерхностной части для трубы, соответственно значительные затраты энергии на преобразование структуры потока в

гии на преобразование структуры потока по обтеканию	условиях внешних жестких границ; отсутствие затрат энергии на преобразование структуры потока по обтеканию.
6. Наличие или отсутствие вогнутости кривой свободной поверхности	Обязательная вогнутость свободной поверхности для водослива.

На основании вышеизложенного можно сформулировать следующие отграничительные признаки д.в.о.

а) граничные условия характеризуются наличием полки, обтекаемой потоком;

б) осложнение внутренней задачи задачей внешней (протекание - протекание + обтекание);

в) отсутствие вальца и, как следствие, незначительное искривление линий токов, по сравнению со смежными схемами;

г) своеобразие эпюр скоростей.

В соответствии с классификационными принципами С.В.Избаша, по совокупности названных отграничительных признаков д.в.о. можно выделить как самостоятельную гидравлическую схему. Естественно, что у этой схемы имеются некоторые параметры, свойственные также водосливу с широким порогом и донной трубе.

Дальнейшим анализом вскроем необходимые зависимости для определения коэффициента сопротивления. Проследим характер и величину этих зависимостей от длины и толщины полки, высоты ее расположения, глубины и параметров кинетичности в верхнем и нижнем бьефах.

Как видно из рис.3, характер зависимости $K_p = f\left(\frac{\ell}{T}\right)$ несколько меняется для различных толщин полки. Если для

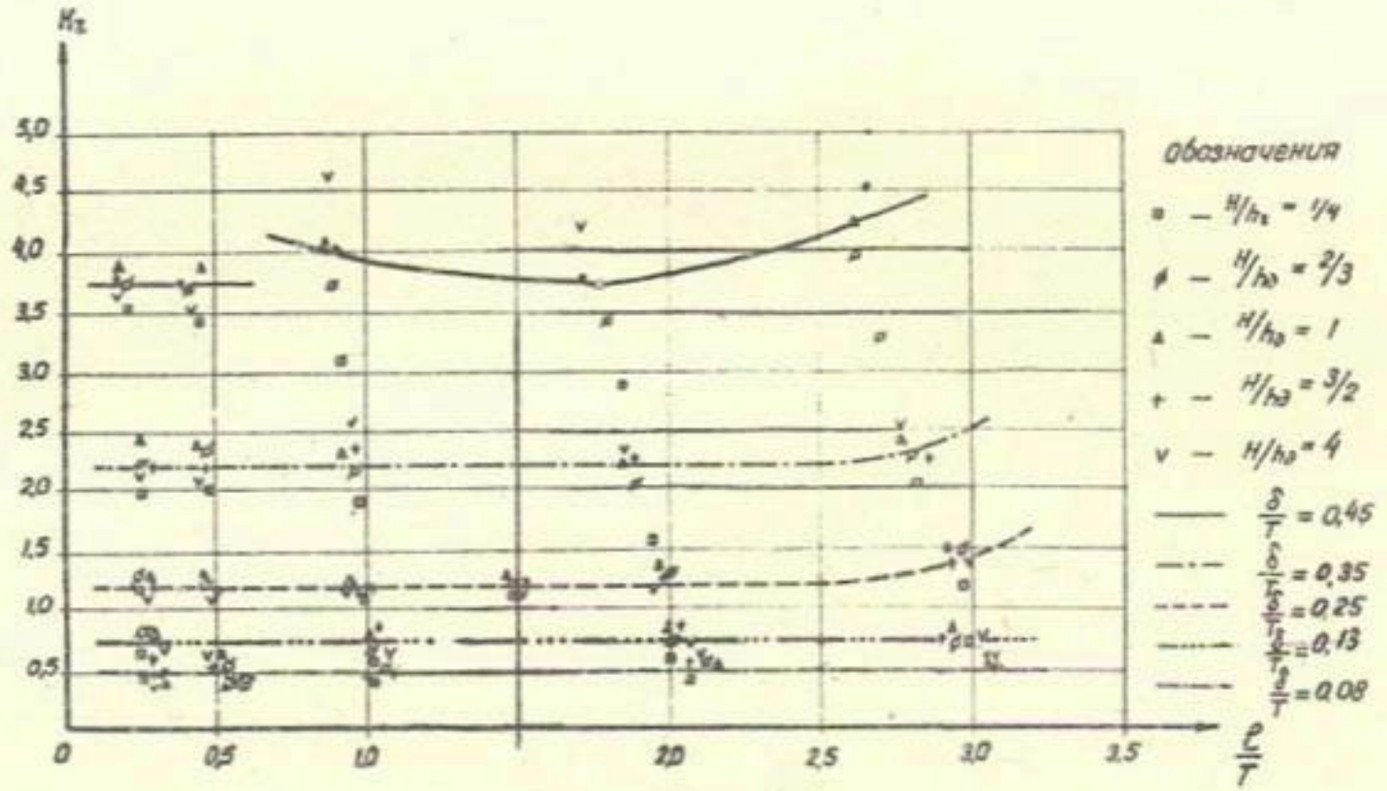


Рис.3 Зависимость коэффициента сопротивления от длины полки

$\frac{\delta}{T} \leq 0{,}13$ график показывает независимость коэффициента сопротивления от относительной длины, для $0{,}13 < \frac{\delta}{T} \leq 0{,}35$ зависимость $K_r = f\left(\frac{l}{T}\right)$ начинает сказываться при $\frac{l}{T} > 3{,}0$, для $\frac{\delta}{T} = 0{,}45$ зависимость проявляется, начиная со значения $\frac{l}{T} = 1{,}0$.

Числовое выражение этой зависимости, правда, невелико. При 15-кратном удлинении полки максимальное изменение K_r составляет 0,7. Напротив, влияние толщины полки очень велико. При увеличении относительной толщины полки $\frac{\delta}{T}$ в 6 раз значение коэффициента сопротивления меняется от 0,5 до 4,5 (рис.4).

Величина коэффициента сопротивления зависит также от высоты расположения полки, определяемой соотношениями $\frac{h_2}{H}$ или $\frac{H}{T-\delta}$. Зависимость $K_r = f\left(\frac{h_2}{H}\right)$ в общем довольно существенна, но ее характер, в свою очередь, определяется длиной и толщиной полки (см.рис.4 и 5).

Зависимости коэффициента сопротивления от параметра кинетичности на подходе к водосбросу и от глубины нижнего бьефа не являются определяющими. Влияние этих параметров несравненно меньше влияния относительной толщины и высоты расположения полки.

Исходя из вышеизложенного, мы предлагаем определять коэффициент сопротивления д.в.о. K_r при помощи итоговых графиков (рис.5) в зависимости от относительной толщины $\frac{\delta}{T}$, высоты расположения $\frac{H}{T-\delta}$ и относительной длины $\frac{l}{T}$ полки.

Коэффициент расхода двухъярусного водосбросного отверстия определяется аналитически по формуле (2) при помощи полученных значений коэффициента сопротивления.

Связь между $m_{эв.}$ и K_r обратная: чем больше величина K_r, тем меньше соответствующее ему значение $m_{эв.}$

Кроме того, коэффициент K_r не может однозначно

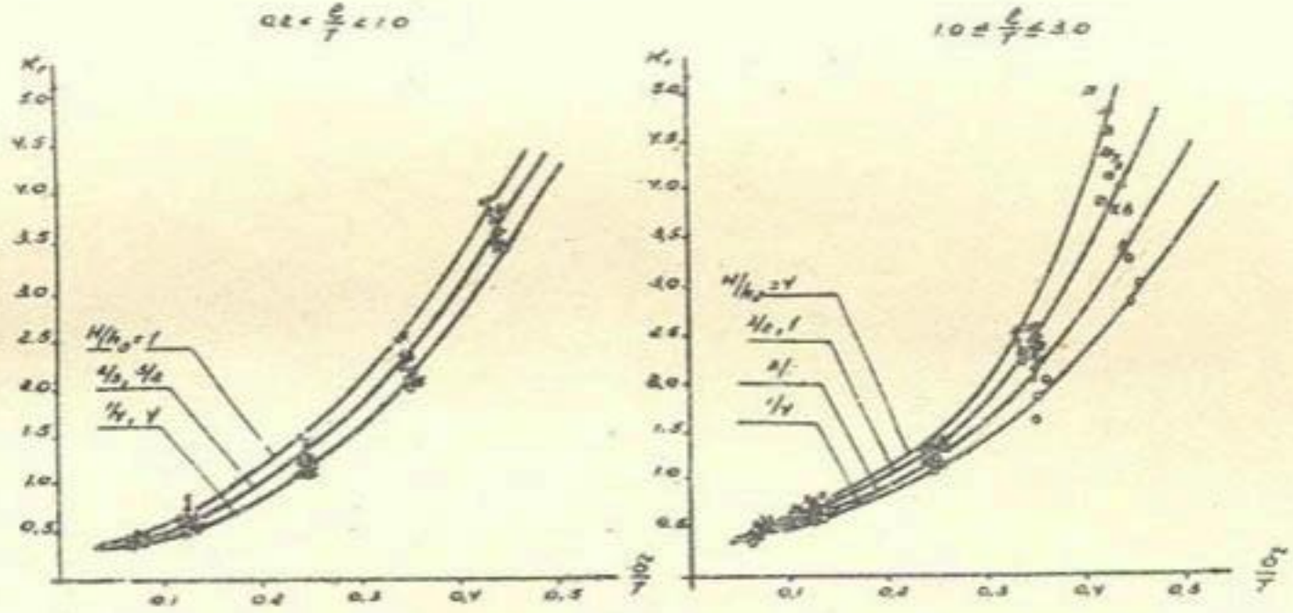


Рис.4 Зависимость коэффициента сопротивления от толщины полки

$$K_2 = f\left(\frac{\delta}{\tau}\right)$$

o — $H/h_d = 1/4$ x — $H/h_d = 1$ ø — $H/h_d = 4$

Δ — $H/h_d = 2/3$ ■ — $H/h_d = 3/2$

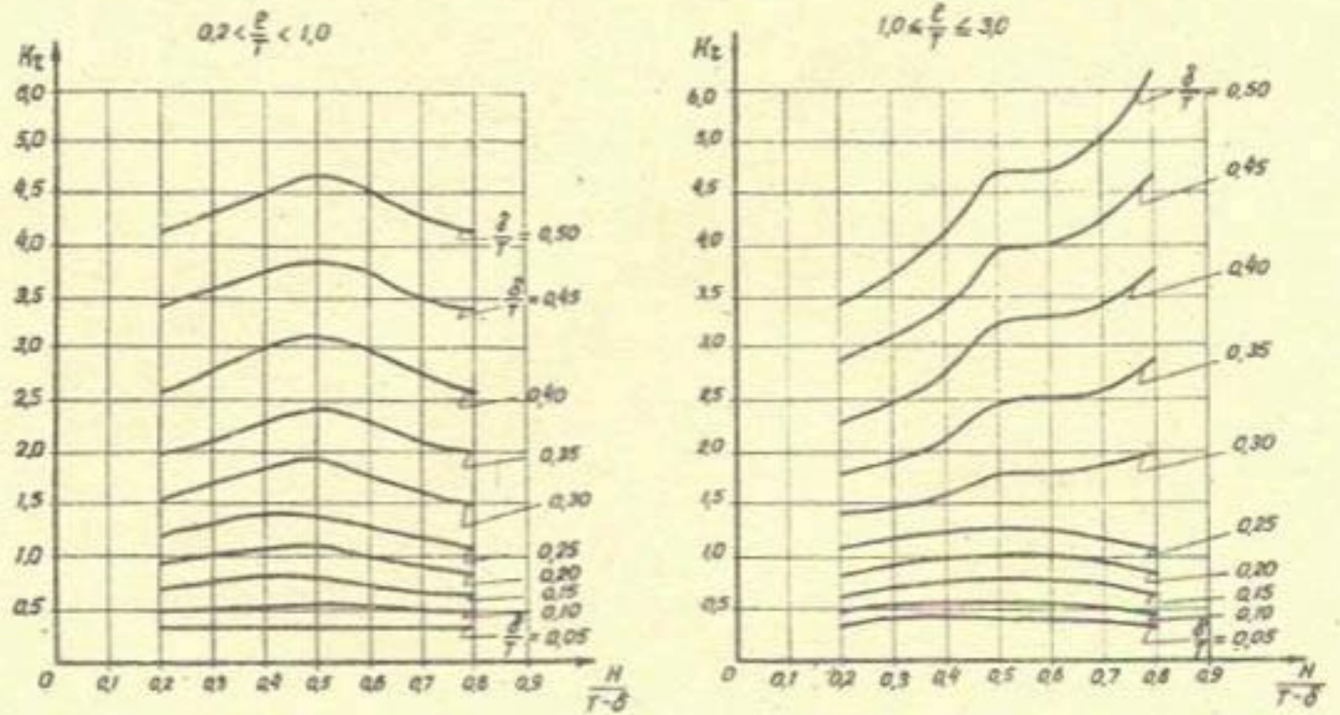


Рис.5 График для определения коэффициента сопротивления

определить величину коэффициента расхода потому, что $m_{эво}$ зависит еще от одной переменной величины - $a = \frac{h_{нв}}{T}$

Эти два обстоятельства обусловливают различие между зависимостями для коэффициента расхода и коэффициента сопротивления. Наряду с этим, параметры, определяющие K_r, являются определяющими и для $m_{эво}$.

Коэффициент расхода, так же как и коэффициент сопротивления, не зависит от длины полки в интервале исполнения $\frac{\delta}{T} < 0{,}45$ и $\frac{l}{T} < 3{,}0$.

Зависимость $m_{эво} = f(\frac{l}{T})$ выражается прямой, параллельной оси абсцисс (рис.6). При значениях $\frac{l}{T}$, приближающихся к 3,0 (для $\frac{\delta}{T} < 0{,}45$), кривая падает вниз.

Изменение $\frac{l}{T}$ от 2,75 до 3,0 вызывает уменьшение величины $m_{эво}$ на 7-10%. Увеличение относительной толщины полки $\frac{\delta}{T} \geq 0{,}45$ влечет за собой изменение характера зависимости $m_{эво} = f(\frac{l}{T})$. Для $\frac{\delta}{T} = 0{,}45$ и $\frac{l}{T} < 0{,}8$ $m_{гв}$ по-прежнему не зависит от $\frac{l}{T}$. При увеличении $\frac{l}{T}$ от 0,8 до 2,7 проявляется, хотя и слабо, вполне определенная зависимость коэффициента от относительной длины. Значение $m_{эво}$ сначала возрастает от 0,55 до 0,58, затем уменьшается до 0,52. Наибольшее изменение этой величины составляет 11%.

Как будет показано ниже, параметры конструкции, при которых возникает зависимость коэффициента расхода от длины, можно считать отграничительными для схемы д.в.о.

Как и коэффициент сопротивления, коэффициент расхода в большой степени зависит от толщины полки. При увеличении $\frac{\delta}{T}$ в два с половиной раза (от 0,2 до 0,5) величина $m_{эво}$ уменьшается от 0,98 до 0,50 (рис.7), т.е. на 50%. При этом точки, полученные для различных соотношений $\frac{H}{h_э}$

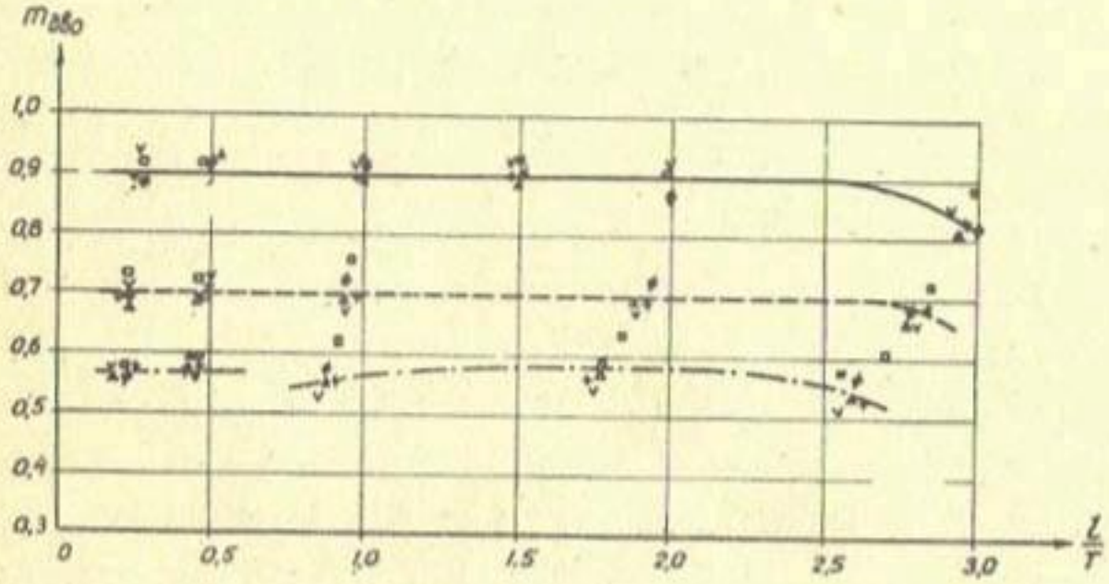


Рис.6. Зависимость $m_{эбо}$ от длины полки

□ – $H/h_э$ = I/4 —— – $\frac{\delta}{T}$ = 0,25

⌀ – $H/h_э$ = 2/3 – – – $\frac{\delta}{T}$ = 0,35

△ – $H/h_э$ = I —·— $\frac{\delta}{T}$ = 0,45

+ – $H/h_э$ = 3/2

▽ – $H/h_э$ = 4

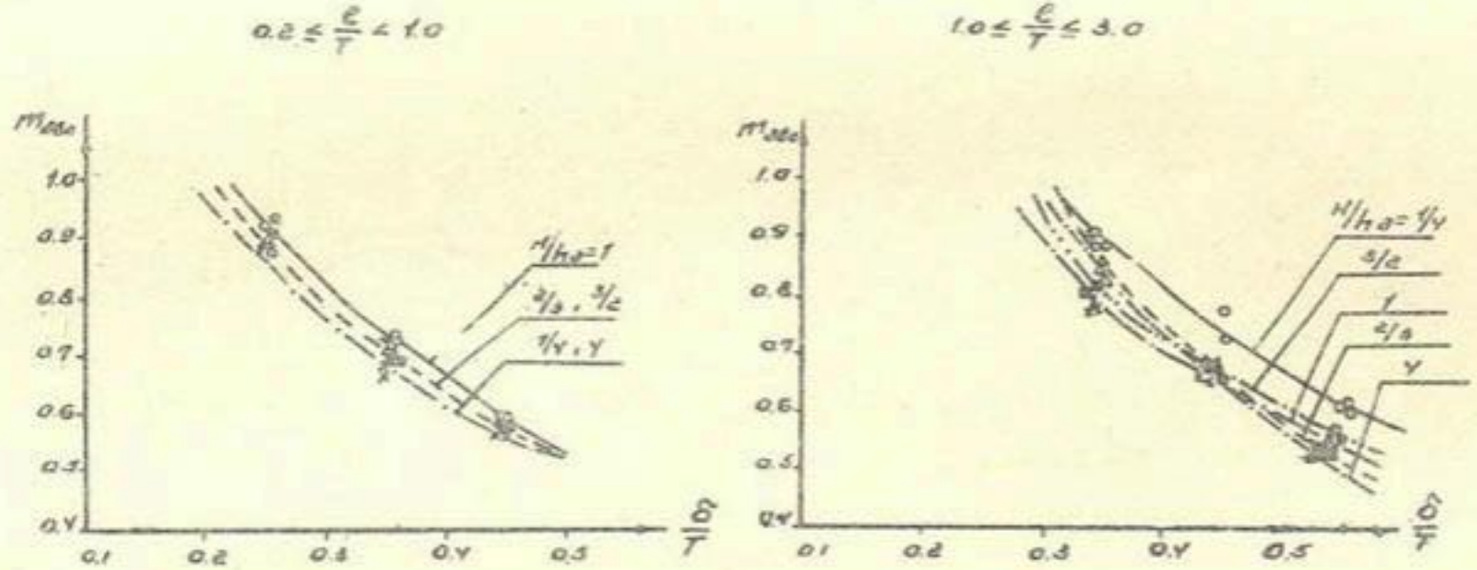


Рис.7 Зависимость $m_{z\delta_0}$ от толщины полки $m_{z\delta_0}=f\left(\frac{\delta}{T}\right)$

○ – $H/h_э$ = I/4 × – $H/h_э$ = I ⌀ – $H/h_э$ = 4

△ – $H/h_э$ = 2/3 ▫ – $H/h_э$ = 3/2

или $\frac{H}{T-\delta}$, не ложатся на одну кривую, а образуют семейство кривых. Каждая из этих кривых соответствует определенному значению $\frac{H}{h_э}$ или $\frac{H}{T-\delta}$.

В свою очередь, характер зависимости $m_{эво} = f\left(\frac{H}{T-\delta}\right)$ получается различным для разных интервалов $\frac{\ell}{T}$ (рис.8). Как видим, при $0,2 < \frac{\ell}{T} < 1,0$ минимальная величина коэффициента расхода соответствует $\frac{H}{T-\delta} = 0,5$ или $H = h_э$, эта закономерность сохраняется для всех рассмотренных значений $\frac{\delta}{T}$. При соотношениях $\frac{H}{T-\delta} = 0,2$ и $0,4$, так же как и при $\frac{H}{T-\delta} = 0,6$ (при $\frac{\delta}{T}$ и $\frac{\ell}{T}$ фиксированные), величина коэффициента расхода несколько увеличивается. Для данных δ и ℓ максимальное значение $m_{эво}$ соответствует $\frac{H}{T-\delta} = 0,2$ и $0,8$. Разница между максимальным и минимальным значениями коэффициента расхода составляет в среднем 0,03–0,04.

В интервале значений $1,0 < \frac{\ell}{T} < 3,0$ коэффициент расхода имеет минимальную величину при $H = h_э$ только для $\frac{\delta}{T} = 0,25$, а для $\frac{\delta}{T} > 0,25$ характер зависимости существенно меняется. Максимальное значение коэффициент расхода имеет при $\frac{H}{T-\delta} = 0,2$, минимальное – при $\frac{H}{T-\delta} = 0,8$. Разница между минимальными и максимальными значениями $m_{эво}$ для $\frac{\delta}{T} = 0,45$ и $1,5 < \frac{\ell}{T} < 3,0$ составляет 0,12.

Влияние глубины нижнего бьефа на коэффициент расхода анализируется при помощи зависимости $m_{эво} = f\left(\frac{h_п}{T}\right)$ по аналогии с критерием Березинского для определения режима подтопления водослива с широким порогом – $\frac{h_п}{H_o}$; где $h_п$ = ▽ ГВНБ – ▽ порога [11]. В нашем случае

$$h_п = h_{нб} - (h_э + \delta).$$

Диапазон изменения глубины нижнего бьефа в опытах был довольно широким ($-0,05 \leq \frac{h_п}{T} \leq 0,30$), а изменение коэффициента расхода составляет всего 0,05%, что следует

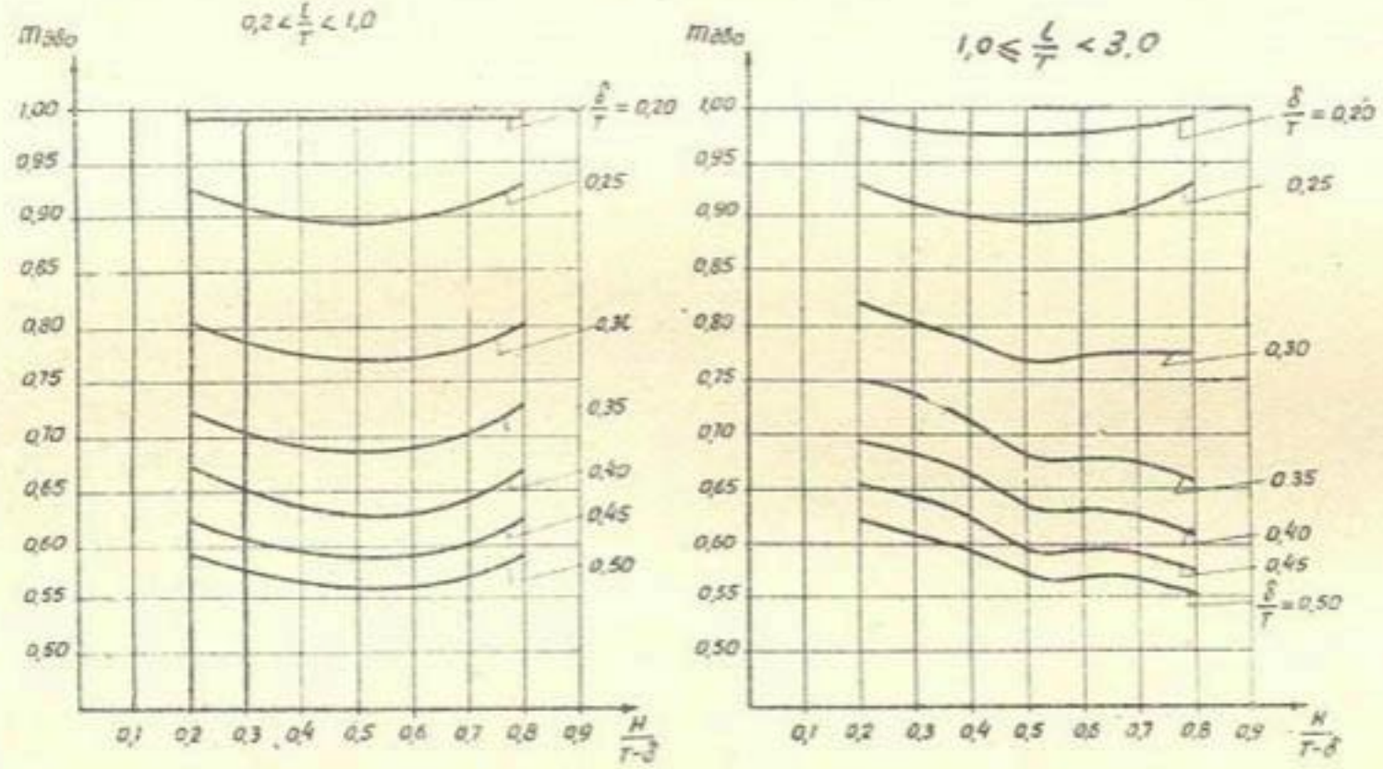


Рис.8 График для определения $m_{3бо}$

отнести за счет изменения $\frac{\delta}{T}$ (рис.9,а).

Заметное влияние на пропускную способность д.в.о., так же как и на пропускную способность водослива с широким порогом, оказывает глубина нижнего бьефа. Однако, в отличие от коэффициента расхода водослива с широким порогом, коэффициент расхода д.в.о. не зависит от этого параметра (рис.9,б).

Объясняется это тем, что формула расхода д.в.о. $q = m_{дво} \cdot h_{нб} \sqrt{2g(T - h_{нб})}$ непосредственно учитывает значение $h_{нб}$, в то время, как в формуле расхода водослива с широким порогом $q = m\sigma_n H_0^{3/2}\sqrt{2g}$ величина $h_{нб}$ может быть учтена только косвенно коэффициентом σ_n. В сущности, произведение $m\sigma_n$ является единым сложным коэффициентом расхода, одна из частей его - $\sigma = I$ при $\frac{h_n}{H_0} \leq 0{,}8$.

Проведенный анализ показал возможность отграничения д.в.о. по конструктивному исполнению.

При значении относительной толщины полки $\frac{\delta}{T}$, приближающемся к 0,175-0,225, коэффициент расхода д.в.о. стремится к единице (см.рис.7). Попытаемся проанализировать физическую основу этого факта.

Как известно, коэффициент расхода гидротехнического отверстия учитывает уменьшение фактической величины расхода $Q_{факт.}$ по сравнению с теоретически возможной при полном отсутствии потери энергии $Q_{теор.} = \omega\sqrt{2gH}$ (ω - площадь живого сечения отверстий; $\sqrt{2gH}$ - скорость истечения при действующем напоре H).

Коэффициент расхода $m = \frac{Q_{факт.}}{Q_{теор.}}$. Иначе говоря, введение коэффициента расхода связано с сосредоточенными местными сопротивлениями, определяющими схему истечения через отверстие.

Рассмотрим зависимость силы сопротивления трения P_f и силы сопротивления полки обтекающему ее потоку P_r (действующих на расчетном участке между сечениями

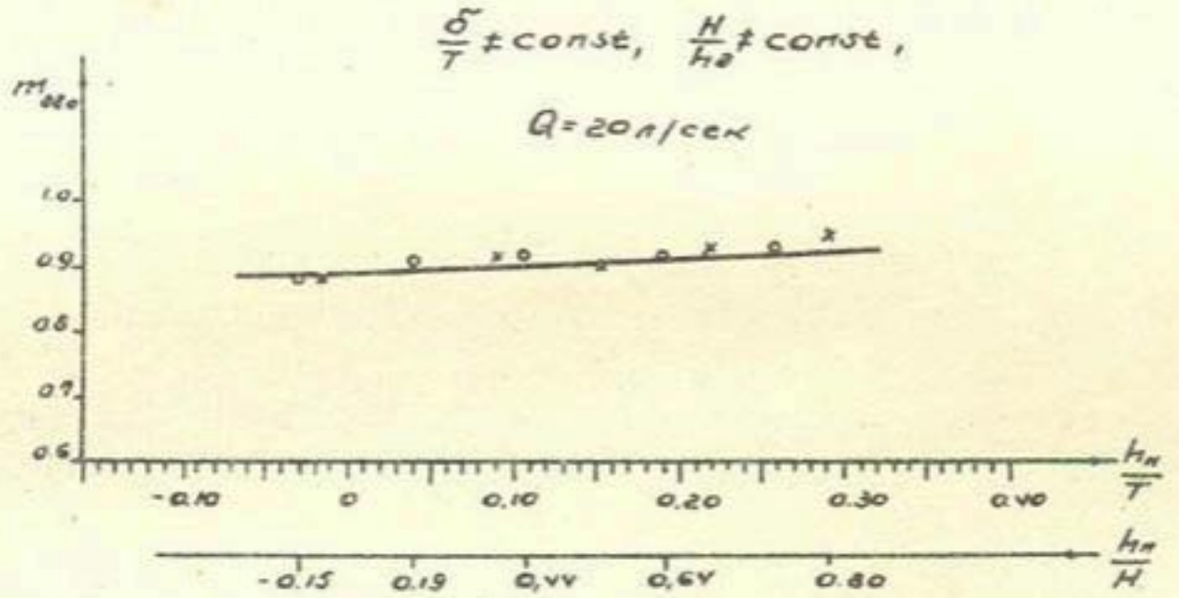


Рис.9а $m_{абс} = f(\frac{h_п}{T})$

o – ℓ =20,0см

x – ℓ =40,0см

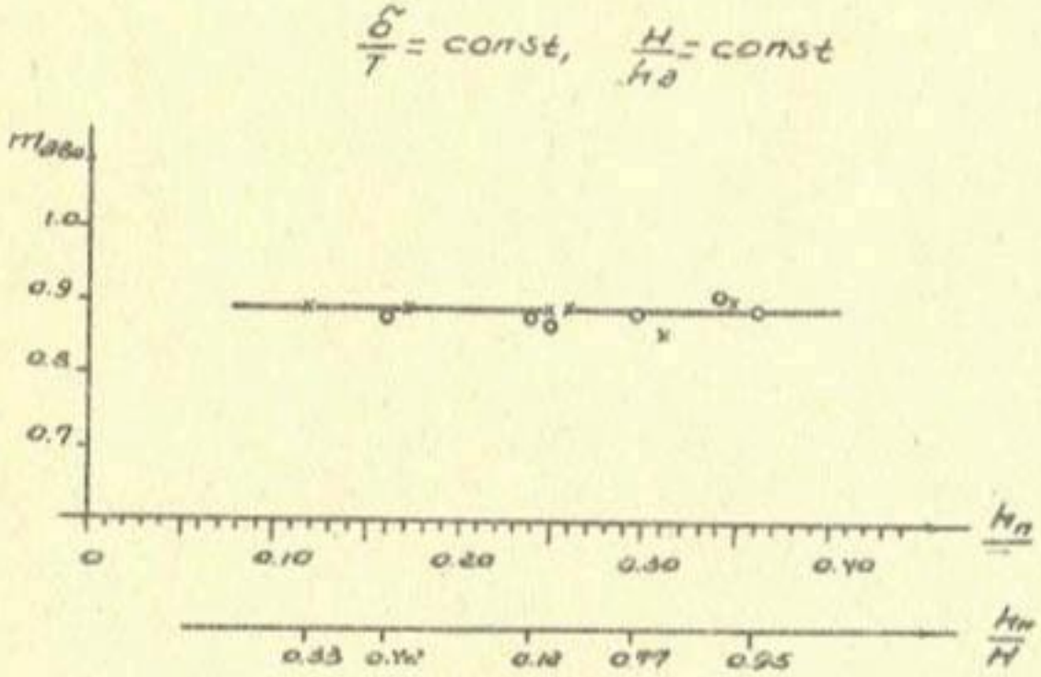


Рис. 9-б. $m_{360} = f\left(\frac{h_n}{H}\right)$

o – $l = 20,0$; x – $l = 40,0$

I–I и П–П) от относительной толщины полки.

Сила сопротивления трения определялась в "бытовом" режиме до установления в лотке преграды при помощи уравнения изменения количества движения. При погонном расходе лотка q = 952,4 см^2/сек и глубине потока в створе П–П $h_{5(н)}$ = I8,5 см сила сопротивления трения составляла 6,8 г.

Сохраняя значения q = 952,4 см^2/сек и $h_{5(н)} = h_{н.б.}$, замеряем силу сопротивления полки P_r. Относительная толщина полки $\frac{\delta}{T}$ изменялась от 0,08 до 0,45, соответственно величина P_r менялась от 8 до 80 г (рис.I0).

При $\frac{\delta}{T} \leq 0,I$ сила сопротивления полки меньше или равна силе сопротивления трения. Мы считаем, что при этом не создается д.в.о. По определению С.В.Избаша, необходимым условием истечения из отверстия является преобладание сосредоточенного сопротивления.

Естественно, что при истечениях, как и при других формах движения жидкости, сопротивление трения наличествует. Однако сосредоточение на небольшом участке другого типа сопротивления, значительно превышающего сопротивление трения, дает возможность пренебречь последним. Если это условие не выполняется, то нет и схемы истечения. Таким образом при малой толщине полки ($\frac{\delta}{T} \leq 0,I$) происходит не истечение через д.в.о., а движение потока в русле, стесненном преградой. Теперь необходимо установить то минимальное значение соотношения $\frac{P_r}{P_f}$, при котором возникает д.в.о. Объективными критериями на этот счет мы не располагаем.

По физическому смыслу коэффициент расхода меньше единицы. Сравним графики $m_{эк.} = f(\frac{\delta}{T})$ и $P_r = f(\frac{\delta}{T})$ Значение коэффициента стремится к единице при интервале относительных толщин $0,I75 \leq \frac{\delta}{T} \leq 0,225$; этому интервалу

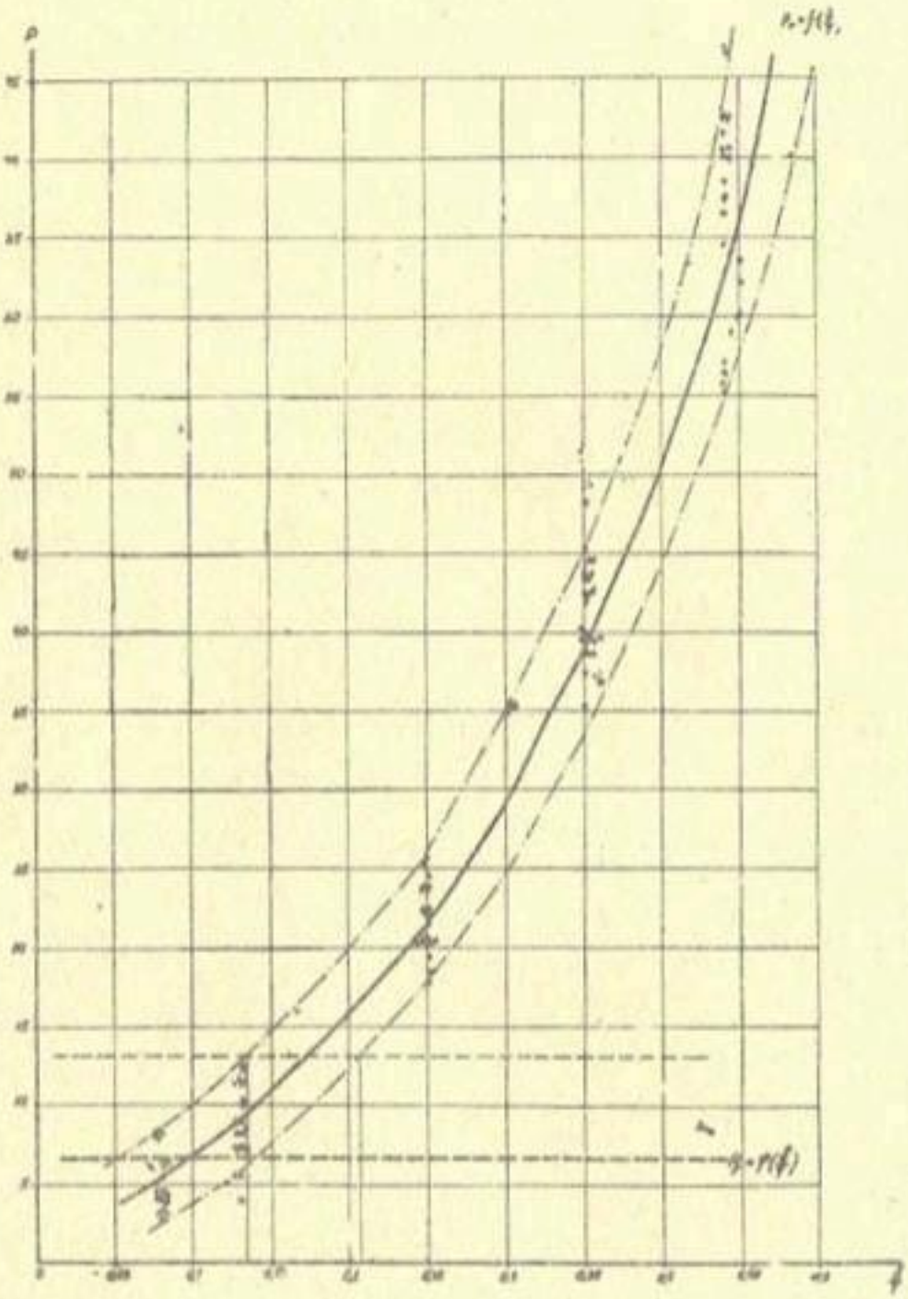


Рис.IO. Зависимость силы сопротивления от толщины полки

□ – H/hэ = I/4; ▲ – H/hэ = 2/3;

ø – H/hэ = I; + – H/hэ =3/2;

▽ – H/hэ = 4.

соответствует соотношение $1,5 < \frac{P_r}{P_f} \leq 0,26$. При $\frac{P_r}{P_f} < 1,5$ явление нельзя считать истечением, а при $1,5 < \frac{P_r}{P_f} < 2,6$ наступает переходный режим.

Как уже отмечалось, минимальным для д.в.о. соотношениям $\frac{P_r}{P_f}$ соответствуют значения $0,175 < \frac{\delta}{T} < 0,225$, которые и принимаются в качестве нижнего отграничения по признаку конструктивного исполнения.

Полки меньшей толщины следует рассматривать как преграду, обтекаемую потоком, которая вызывает некоторые сопротивления, но не создает схемы истечения.

Верхнее отграничение д.в.о. по параметру $\frac{\delta}{T}$ принимается на основании исследования зависимостей $K_r = f(\frac{l}{T})$ и $m_{зв.} = f(\frac{l}{T})$. Как показано выше, для д.в.о. характерна независимость коэффициентов сопротивления и расхода от длины полки.

При толщине полки $\frac{\delta}{T} \geq 0,45$ независимость нарушается, длина полки начинает влиять на величину коэффициентов K_r и $m_{зв.}$. Отсюда значение $\frac{\delta}{T} = 0,45-0,50$ принимается за верхнюю границу д.в.о.

Аналогичным образом определяется верхняя граница д.в.о. по параметру $\frac{l}{T}$. Характер зависимостей $K_r = f(\frac{l}{T})$ и $m_{зв.} = f(\frac{l}{T})$ изменяется при $\frac{l}{T} \cong 3,0$. Эта величина принимается в качестве верхней границы д.в.о. по параметру $\frac{l}{T}$.

Нижнюю границу по этому параметру, т.е. ту минимальную величину $\frac{l}{T}$, ниже которой не наблюдается закономерности д.в.о., обнаружить не удалось.

Таким образом, д.в.о. определяется следующими соотношениями геометрических параметров: $(0,175-0,225) < \frac{\delta}{T} < (0,45-0,50)$; $\frac{l}{T} < 3,0$.

Результаты проведенных опытов позволяют сделать следующие выводы.

I. Своеобразие пограничных условий (наличие обте-

каемой полки), характера задачи (наложение внутренней на внешнюю), типа сопротивлений (главная составляющая - сопротивление форм), а также кинематические характеристики (формы эпюр скоростей, незначительные искривления линий токов) - все это подтверждает правомерность выделения д.в.о. как самостоятельной гидравлической схемы [17].

2. Границы конструктивного исполнения д.в.о. определяются следующими соотношениями геометрических параметров: $(0,175-0,225) < \frac{\delta}{T} < (0,45-0,50)$; $\frac{l}{T} < 3,0$.

3. Коэффициент сопротивления д.в.о. K_T обусловливается в основном относительной толщиной полки, ее местоположением по высоте и имеет числовые значения в интервале 0,65 ÷ 4,7. Соответственно коэффициент $m_{эв.}$ колеблется от 0,55 до 0,98.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананян А.К. О пропускной способности двухъярусных водосбросов, "Изв.АН АрмССР", серия физ.-мат.,ест. и техн.наук, т.Ш, № 3, Ереван, 1950.
2. Бай Ши-И. Турбулентное течение жидкостей и газов, М.,ИЛ, 1962.
3. Березин Н.С., Жидков Н.П. Методы вычислений, М., Физматгиз, 1962.
4. Березинский А.Р. Пропускная способность водослива с широким порогом, М.-Л., Стройиздат, 1950.
5. Вейц И.И. Основные задачи соединения двух потоков, "Изв.ВНИИГ", т.32, Л., 1947.
6. Избаш С.В. Основы лабораторно-опытного дела в гидротехнике, М.-Л., ОНТИ ВКТП СССР, 1938.
7. Избаш С.В. Основы гидравлики, М., Госстройиздат, 1952.
8. Избаш С.В. Гидравлика перекрытия рек, М.-Л., Госэнергоиздат, 1959.

9. Кадыров А.А. К вопросу пропускной способности составных водосливных отверстий. Сб."Вопросы гидротехники", вып.23, САНИИВПиГ, Изд-во "Наука" УзССР, Ташкент, 1965.
10 Кинд Ю.В. Гидравлическое воздействие потока на плоские затворы с обшивкой,расположенной со стороны н.б., М.-Л.,Госэнергоиздат,1959.
11. Киселев П.Г. Справочник по гидравлическим расчетам, изд.3, М.-Л., Госэнергоиздат, 1961.
12. Леви И.И. Моделирование гидравлических явлений, М.-Л., Госэнергоиздат, 1960.
13. Мартынов А.К. Экспериментальная аэродинамика, М., Оборонгиз, 1958.
14. Машкович Л.А. Гашение энергии и регулирование форм потока при сопряжении бьефов гидравлическим прыжком, Автореферат канд.дисс..ТИИИМСХ, Ташкент, 1957.
15. Монахов В.И. Измерение расхода и количества жидкости, газа и пара, Госэнергоиздат,М.-Л, 1962.
16. Патрашев А.Н. Гидромеханика, М., Военмориздат.
17. Полякова Б.Г. К расчету пропускной способности двухъярусных водосбросных отверстий, Труды САНИИРИ, вып.114,Ташкент, 1968, стр.74-86.
18. Полякова Б.Г. Способ определения расхода двухъярусных водосбросных отверстий, "Изв.АН УзССР", серия техн. наук, 1968, № 1.
19. Попов С.Г. Некоторые задачи и методы экспериментальной аэромеханики, М., Гостехиздат, 1952.
20. Рядова З.И. Истечение через водослив с широким порогом, Канд.дисс., ИВПИГ, Ташкент, 1962.
21. Синицын Н.В. Совместная работа водоводов двухъярусных сооружений и гидравлика потока на входном участке, Автореферат канд.дисс.,Минск, 1967.

22. Сухомел Г.И., Розовский И.Л., Дидковский М.М., Смыслов В.В., Коберник С.Г. Водослив с широким порогом, Киев, Изд-во АН УССР, 1949.

23. Татаров И.Я. Пропускная способность донных труб и водосливных пролетов при совместной и одновременной их работе, Автореферат канд.дисс., Новосибирск, 1964.

24. Френкель Н.З. Гидравлика, М.-Л., Госэнергоиздат, 1956.

25. Zschieschet O. Modellversuche zur Feststellung der Krafte, die vom fliessenden Wasser auf Dammalkeneines Wehres ausgeübt werden, wenn diese in das Wehr eingesetzt oder ous delselben herausgehaben werden. Mitt. Forschungsanst. Schiffahrt, Wasser - Und Grundbau, Berlin, 1964, N11, S 151 - 196.

26. Шаумян В.А. Научные основы орошения и оросительных сооружений, М., ОГИЗ-Сельхозгиз, 1948.

А.Н.НАБИЕВ

О ГЛУБИНЕ РАЗМЫВА ПАДАЮЩЕЙ СТРУЕЙ

Практика гидротехнического строительства нуждается в правильных и надежных способах расчета конструкций и их элементов. Решение некоторых задач требует значительных усилий и затрат времени. Так, в течение 50 последних лет еще окончательно не решен вопрос о глубине местного размыва струей потока, падающей вниз с носка плотины, с лотка консольного перепада или другой конструкции в отводящее русло реки или канала.

Зарубежные исследователи при решении этого вопроса ограничивались преимущественно лабораторными экспериментами. В СССР наряду с лабораторными опытами разрабатывалось теоретическое решение этой задачи (Н.И.Теперины, А.Я.Миловичем, А.Н.Патрашевым), направленное по пути нового гидромеханического представления о характере явления на основе гидравлики переменной массы и теории гидравлического прыжка.

Периодические обзоры накопленного опыта частично отражены в работах К.И.Россинского, И.В.Лебедева, М.С.Вызго, А.Г.Соловьевой, М.А.Михалева и др.

Исследование размывов скальных пород освещено в работах Т.Х.Ахмедова, Г.А.Юдицкого, Г.Л.Рубинштейна, о размывах связных грунтов, суглинков и глины пишут Ц.И.Мирцхулава и др.

Обобщая и развивая исследования влияния угла наклона струи, А.Е.Тлеукабылов [9] рекомендует следующие зависимости для определения коэффициента K_{α_0}:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{при} & \alpha^\circ \leq 15^0 & K_{\alpha^\circ} = \dfrac{1{,}68}{1 - 0{,}304\, tg\alpha^\circ} \\ \text{при} & 15^0 \leq \alpha^\circ \leq 35^0 & K_{\alpha^\circ} = \dfrac{7{,}08}{1+0{,}758\, ctg\alpha^\circ} \\ \text{при} & \alpha^\circ \geq 35^0 & K_{\alpha^\circ} = \dfrac{4{,}25}{1+0{,}167\, ctg\alpha^\circ} \end{array}\right\}, \qquad (1)$$

где α° – угол падения струи к горизонту. Используя рекомендации М.С.Вызго [2] по учету влияния аэрации, Е.В.Плетнева [7] на основе теории размерности получила зависимость для коэффициента аэрации:

$$K_A = \left(\frac{V_0}{\sqrt{g\Delta}}\right)^{-0{,}20}; \qquad (2)$$

здесь $V_0 = \varphi\sqrt{2gZ_0}$ – скорость в месте входа струи под уровень нижнего бьефа, м/сек;

$\Delta = \dfrac{q}{V_0 q}$ – толщина струи там же;

q – удельный расход, $м^2$/сек;

φ – коэффициент, учитывающий потери напора от начального сечения в головном сооружении до концевого сечения струенаправляющего носка;

Z_0 – напор с учетом скорости;

g – ускорение силы тяжести, м/$сек^2$.

Указанные коэффициенты входят в известную формулу, которую теоретически обосновали А.Н.Патрашев и Б.А.Мацман:

$$t = K\sqrt{q\sqrt{\frac{Z_0}{g}}}, \qquad (3)$$

где значение К можно принимать по рекомендации М.С.Вызго [2]:

$$K = K_{\alpha^\circ} \cdot K_A \cdot K_{гр} \cdot K_к. \qquad (4)$$

Здесь K_{α°, K_a, $K_{гр}$, $K_к$ – коэффициенты, указывающие на влияние соответственно угла наклона струи, аэрации потока, свойств грунта, конструкции сооружения (в наших опытах $K_к = I$) на глубину воронки размыва.

До последнего времени коэффициент свойств грунта ($K_{гр}$) установлен недостаточно точно. Произведя ряд новых исследований за период с 1961 по 1965 г. на действующих консольных перепадах в Ферганской долине, мы убедились в том, что появилась возможность отыскать наиболее надежные значения коэффициента для формулы (3).

На основе данных наблюдений (в этом случае известны t, q, z, α°), представилось возможным определять значение $K_{гр}$ для различных грунтов, т.е. выявить влияние свойств грунтов на размыв.

Результаты обработки наших, а также опытных данных других авторов позволили получить следующие (рис.I) расчетные зависимости:

для несвязного грунта $K_{гр} = \frac{3,15}{d_{80\%}^{0,32}}$; (5)

для связного [5] –

$K_{гр} = 1,54$ (для плотного лёсса);

$K_{гр} = 2,05$ (для слабого лёсса). (6)

Наш анализ показал, что в ближайшее время, вероятно, станет возможным более полно раскрыть зависимость глубины размыва от свойств грунтов (суглинок, глины и др.): $K_{гр} = f(C)$ (где C – сила сцепления), что, по-видимому, позволит шире использовать методику, разработанную Ц.Е.Мирцхулава.

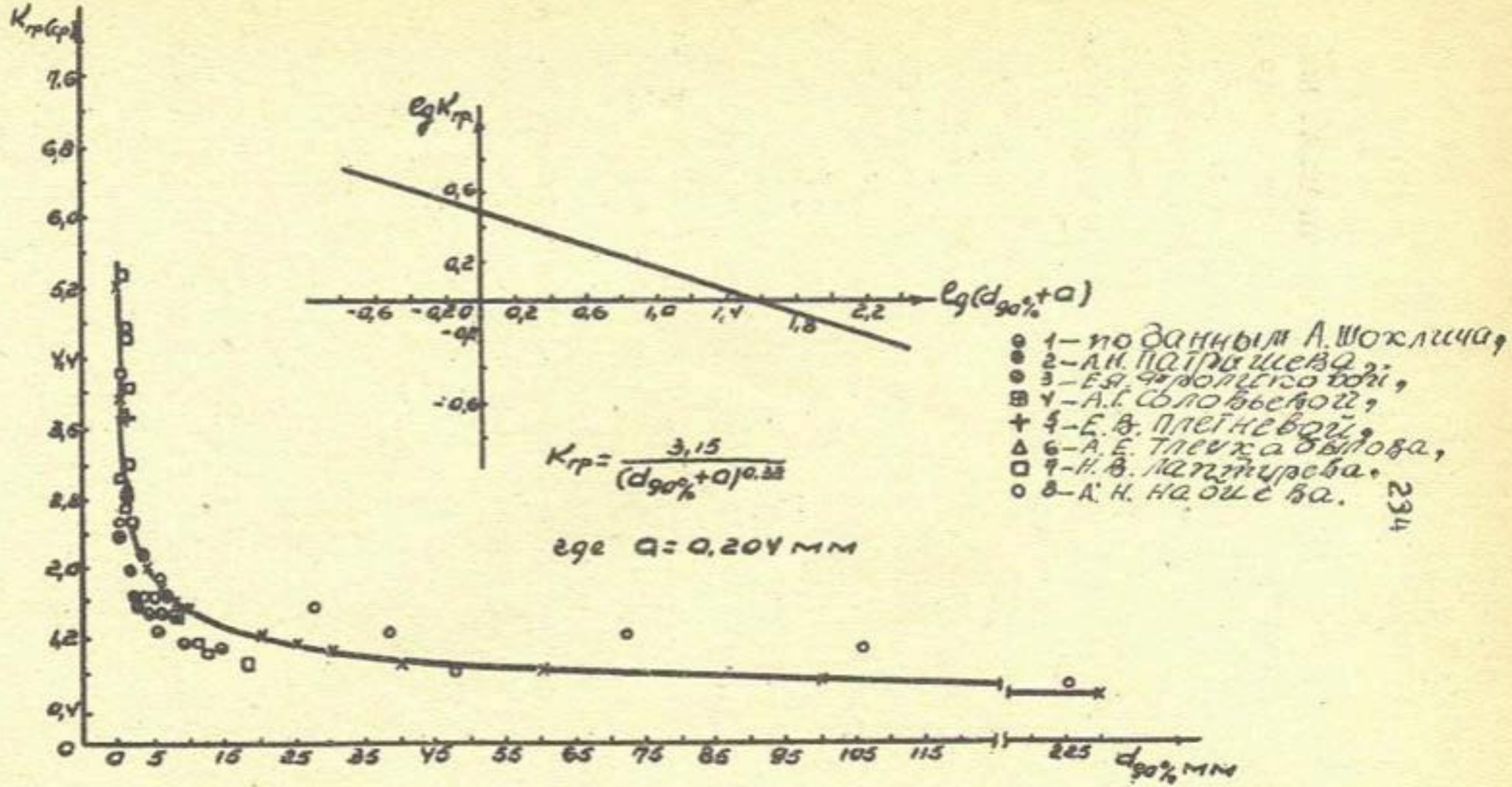


Рис.I. График $\lg K_{гр}=f(\lg d_{90\%}+a)$

Формулу (3) с учетом (I), (2), (5) и (6) и после некоторых преобразований (для метровой размерности при $g = 9{,}81$ м/сек^2) можно представить в следующем виде:

для плотного лёсса

$$t = 0{,}701\, K_{\alpha^\circ} \cdot K_k \cdot q^{0{,}60} \cdot Z^{0{,}10}; \qquad (7)$$

для слабого

$$t = 0{,}933\, K_{\alpha^\circ} \cdot K_k \cdot q^{0{,}60} \cdot Z^{0{,}10}; \qquad (8)$$

для несвязного грунта

$$t = \frac{1{,}433}{d^{0{,}32}} \cdot K_{\alpha^\circ} \cdot K_k \cdot q^{0{,}60} \cdot Z^{0{,}10}. \qquad (9)$$

Полученные нами формулы напоминают в какой-то мере формулы, ранее предлагавшиеся Шокличем [10]:

$$t = \frac{4{,}75}{d^{0{,}32}} \cdot q^{0{,}57} \cdot Z^{0{,}20}; \qquad (10)$$

Веронезе [1]:

$$t = \frac{3{,}68}{d^{0{,}42}}\, q^{0{,}54}\, Z^{0{,}225} \qquad (11)$$

Однако формула (9) отличается от (10) и (11) тем, что в них не учтено влияние направления динамической оси потока (угол α°) и в явной форме - действие аэрации струи. Из формулы (9), (10) и (11) видно, что при $\alpha \to 0$ расчетная глубина $t \to \infty$. Это не отражает истинную картину явления, поэтому мы предприняли дальнейшие исследования и пришли к выводу, что необходимо учитывать проникновение струи в массу той же жидкости (по А.Н.Патрашеву [6]). В расчетную формулу нами введен параметр:

$$d_{рас} = d_{90\%} + a_1,$$

где $d_{рас}$ - расчетный диаметр размываемого грунта, мм;

$d_{90\%}$ - диаметр зерен грунта, мельче которого в нем имеется 90% по весу (берется по кривой гранулометрического состава на основе механического анализа),

$a_1 = 0{,}204$ мм - предельный диаметр частиц размываемого грун-

та для условий, когда струя вливается в чистую воду - неограниченный по размерам водоем, - т.е. в случае отсутствия размываемого грунта.

В результате получена следующая расчетная формула:

$$t = \frac{2{,}845 \cdot K_d \cdot q^{0{,}60} \cdot z_0^{0{,}10}}{g^{0{,}30} \cdot (d_{90\%} + a_1)^{0{,}32}} \cdot \qquad (12)$$

Формулы (7), (8) и (12) проанализированы в наших прежних работах [4]. При сопоставлении результаты расчетных величин совпадают с данными натурных наблюдений, т.е. полученная автором зависимость хорошо апроксимирует результаты непосредственных наблюдений и измерений.

Далее мы предприняли попытку увязать комплексную характеристику грунта (по Н.Н.Суровой) с коррективом его коэффициента. Для этого использовали полученные нами результаты лабораторных анализов по характеристике грунта и рекомендации в опубликованных материалах М.А.Мосткова [3].

Данные обработки указанных материалов изображены на рис.2. По этим данным нами получена следующая расчетная формула для определения глубины местного размыва падающей струей:

$$t = 0{,}455 \cdot K_{гр} \cdot K_d \cdot K_к \cdot q^{0{,}60} \cdot z_0^{0{,}10}; \qquad (13)$$

где $K_{гр} = 0{,}832M + 0{,}282$;

M - характеристика размываемого материала, принята по рекомендации Н.Н.Суровой [8]:

$$M = \sqrt{\frac{\gamma_c \cdot P}{(\delta - 1) d_{ср}^{0{,}30} \bar{w}}} \qquad (14)$$

Здесь P - пористость материала;
δ - удельный вес его;
$d_{ср}$ - диаметр размываемого материала;
$\bar{w}$ - среднегидравлическая крупность;
$\frac{\gamma_c}{\delta - 1}$ - безразмерная величина.

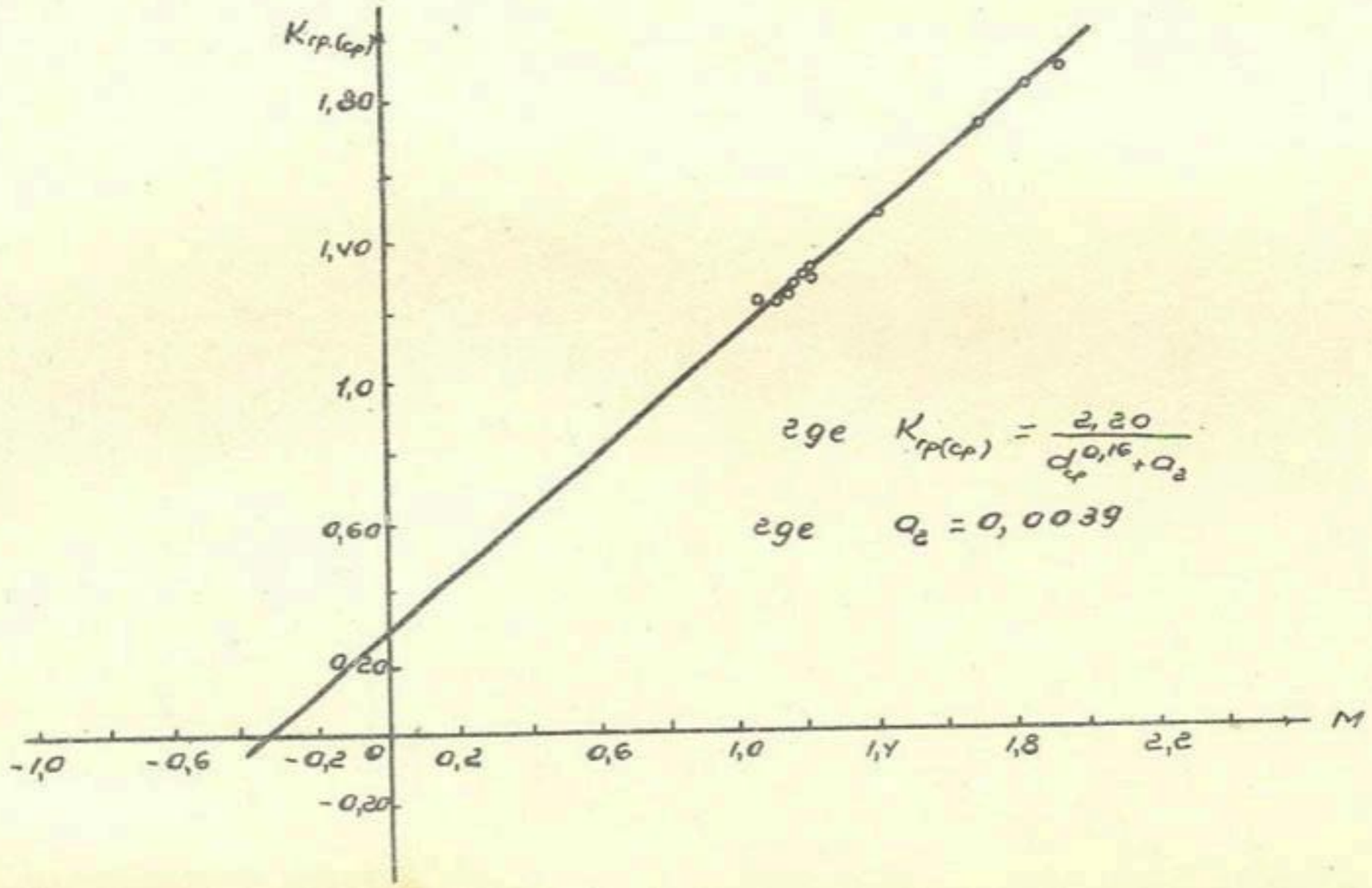

$K_{гр.(ср)}$
1,80
1,40
1,0
0,60
0,20
-0,20
-1,0
-0,6
-0,2
0
0,2
0,6
1,0
1,4
1,8
2,2
M
где $K_{гр(ср)} = \frac{2,20}{d_{ср}^{0,16} + a_2}$
где $a_2 = 0,0039$

Рис.2.

Сопоставление вычисленных по формуле (I3) значений t с данными натурных измерений приведено в табл.I.

Таблица I

q, м^2/сек	z_o, м	$d_{ср}$, мм	α°	$t_{опыт}$, м	$t_{рас}$, м	Процент расхождения
0,2I2	I,27	26,50	52	0,59	0,67	+I3,50
0,046I	I,I2	0,45	60	0,66	0,73	+I0,60
0,0203	I,I3	3,93	66	0,39	0,3I	-20,60
0,046I	I,I7	2,I5	60	0,53	0,54	+ 8,85
0,078I	I,20	2,53	58	0,68	0,74	+ 8,85
0,046I	I,I6	30,50	60	0,3I	0,35	+I2,80
0,078I	I,20	30,50	58	0,40	0,5I	+27,50
0,26I	I,25	32,60	47	0,89	0,94	+ 5,60

ПРИМЕЧАНИЕ: консольные перепады "Гишхона" и "Иттифак" (Наманганская обл.УзССР).

Из табл.I видно, что формула (I3) дает достаточно удовлетворительные в пределах допустимых отклонений совпадения расчетных величин с наблюдаемыми. Необходимо продолжить исследовательские работы по уточнению влияния более высоких напоров на глубину размыва как мелких, так и более крупных несвязных грунтов, а также по разработке конструкций, способствующих уменьшению глубины местного размыва (гребенчатые трамплины, рассеивающие виражи и т.д.).

Результаты исследований позволяют сделать следующие выводы:

I. Основные факторы, определяющие глубину максимального размыва русла, - удельный расход и перепад воды, прочность грунта, слагающего дно нижнего бьефа.

2. Увеличение расхода при низменном напоре приводит к значительному углублению воронки размыва, чего не наблюдается при увеличении напора и постоянном расходе. На глубину размыва воронки большое влияние оказывает также угол входа струи в нижний бьеф.

3. Глубина размыва воронки несвязного грунта определяется крупными фракциями, входящими в данную смесь. В воронке размыва происходит отсеивание мелкозернистого материала и вынос его потоком. Расчетную крупность зерна несвязного материала рекомендуем вычислять по формулам

$$d_{рас} = d_{90\%} + a_1 \quad \text{и} \quad d_{рас} = d_{ср} + a_2 .$$

4. Анализируя результаты экспериментов, проведенных в натурных и полунатурных условиях, а также материалы других исследователей, мы пришли к выводу, что расчет глубины размыва нужно приводить по зависимостям (7), (8), (I2) и (I3).

ЛИТЕРАТУРА

I. Веронезе А.(Veronese A.) Erosioni difonda a Volle di uno searico padova, Istituto di Ydraulica della. R. universita Maggia, XV, 1937.

2. Вызго М.С. Эксплуатационные мероприятия, прогнозы и способы уменьшения местных размывов за гидротехническими сооружениями, Ташкент, Изд-во "Наука" УзССР, I966.

3. Мостков М.А. Гидравлический справочник, М., Госстройиздат, I954.

4. Набиев А.Н. Определение глубины местного размыва падающей струей, Автореферат канд.дисс.,Ташкент, Изд-во "Фан" УзССР, I967.

5. Набиев А.Н. Учет свойств размываемого материала грунта при размыве, Сб."Вопросы гидротехники", вып.37, Ташкент, Изд-во АН УзССР,1968.
6. Патрашев А.Н. Определение максимальной глубины размыва грунта, производимого ниспадающей струей, "Изв.ВНИИГ", т.XXI, 1937.
7. Плетнева Е.В. Исследование влияния основных параметров потока на размыв несвязного грунта вертикально падающей струей. Автореферат канд.дисс., Алма-Ата, Институт энергетики АН КазССР, 1962.
8. Сурова Н.Н. Вопросы методики моделирования размывов русла, Сб."Русловые процессы",М., 1958.
9. Тлеукабылов А.Е. Применение теории размерности для вывода расчетной формулы глубины размыва в несвязных грунтах, "Вопросы гидротехники", вып.2, Ташкент, 1961.
10. Шоклич А. (Schoklitsch A.). Kolkbildung unter Überfallstrahlen Die Wasserwirtschaft, 24, 1932.

А.Г.ПУЛАТОВ, К.Ш.ЛАТИПОВ, Х.Б.МИРХАМИДОВА

ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ БЕЗНАПОРНЫХ КРУГЛЫХ И ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ТРУБ

В практике строительства сооружений для отвода вод (сточных, дренажных и др.) обычно проектируют закрытые трубопроводы различных форм. Такие сооружения, как правило, работают неполным сечением и гидравлически рассчитываются по тем же формулам, что и каналы.

Однако при расчетах необходимо учитывать, что максимальные скорости и расход бывают при неполном заполнении труб. В чаще применяемых трубах круглого сечения [1] наибольшая скорость наблюдается при относительном заполнении $\frac{h}{d}=0{,}81$ ($\varphi=257^0$), а наибольший расход - при $\frac{h}{d}=0{,}95$ ($\varphi=303^0$). Используются также трубы лоткового, шатрового, яйцевидного и других сечений, тогда как трубы эллиптического сечения широкого применения пока не нашли, хотя они имеют в некоторых случаях ряд преимуществ.

Как известно, при одинаковой площади круглого эллиптического сечения труб и одинаковом расходе меньшее сопротивление имеют те из них, у которых меньше смоченный периметр или больше гидравлический радиус. С целью сравнения определим для них площадь живого сечения и смоченный периметр.

Для эллиптического сечения рассмотрим

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{\beta^2}=1$$

в цилиндрических координатах

$$x=a\cos\varphi$$
$$y=b\sin\varphi$$

Тогда площадь живого сечения выразится так:

$$\omega_{жв} = 2\int_{-\beta}^{0}\int_{0}^{x} dx\,dy + 2\int_{0}^{h_ж}\int_{0}^{x} dx\,dy, \qquad (I)$$

а смоченный периметр

$$\chi = 2\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\varphi_0} \sqrt{b^2\sin^2\varphi + a^2\cos^2\varphi}\, d\varphi \qquad (2)$$

где $h_ж$ – расстояние от оси OX до свободной поверхности (рис.I);

a, b – большие и малые полуоси;

φ_0 – величина, определяемая из уравнения

$$h_ж = b\sin\varphi_0, \qquad (I^I)$$

Круглое сечение имеет формулу вида

$$x^2 + y^2 = r^2$$

в цилиндрических координатах

$$x = r\cos\varphi$$

$$y = r\sin\varphi$$

Живое сечение определится как

$$\omega_к = 2\int_{-r}^{0}\int_{0}^{x} dx\,dy + 2\int_{0}^{h_к}\int_{0}^{x} d_x\,d_y \qquad (3)$$

а смоченный периметр –

$$\chi_к = 2\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\varphi_0} r\,d\varphi \qquad (4)$$

где r – радиус трубы;

$h_к$ – расстояние от оси OX до свободной поверхности (рис.?);

φ_0 – величина, определяемая по формуле

$$h_к = r\sin\varphi_{0к}. \qquad (3^I)$$

Согласно (I), (2), (3), (4) имеем

$$\omega_ж = \frac{a}{b}\left\{h_ж\sqrt{b^2 - h_ж^2} + b^2\arcsin\frac{h_ж}{b} + \frac{\pi b^2}{2}\right\}, \qquad (5)$$

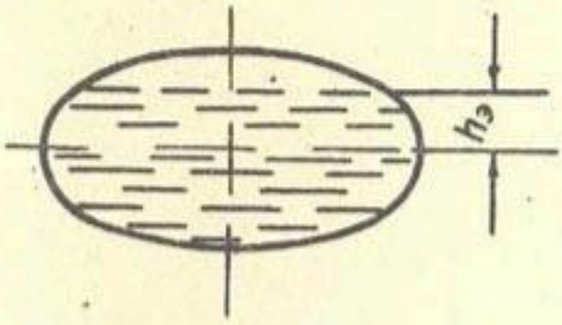


Рис.I

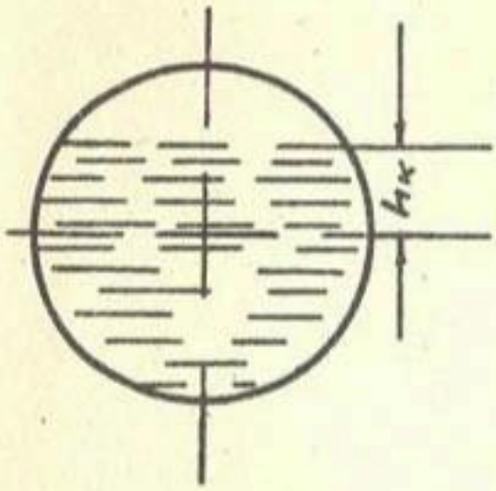


Рис.2

$$\omega_к = h_к\sqrt{r^2 - h_к^2} + r^2 \arcsin\frac{h_к}{r} + \frac{\pi}{2}r^2, \tag{6}$$

$$\chi_э = 2a\left\{2E(\theta) - E(\theta, 90^\circ - \varphi_{0э})\right\} \tag{7}$$

$$\chi_к = 2r\left(\varphi_{0к} + \frac{\pi}{2}\right), \tag{8}$$

здесь $$\theta = \arcsin\sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2}};$$

$E(\theta, 90^\circ - \varphi_0)$ – эллиптический интеграл второго рода.

Принимая равенство живых сечений эллиптической и круглой труб $\omega_э = \omega_к$, получим

$$\frac{h_э}{b}\sqrt{1 - \frac{h_э^2}{b^2}} + \arcsin\frac{h_э}{b} = \frac{h_к}{r}\sqrt{1 - \frac{h_к^2}{r^2}} + \arcsin\frac{h_к}{r} \tag{9}$$

Для удовлетворения равенства (9) нужно, чтобы

$$\frac{h_э}{b} = \frac{h_к}{r}$$

Откуда $$h_э = \frac{b}{r}h_к \tag{10}$$

Подставив выражения $h_э$ и $h_к$ из (1^I) и (3^I) в (10), будем иметь

$$b\sin\varphi_{0э} = \frac{b}{r}r\sin\varphi_{0к}$$

Отсюда $$\varphi_{0э} = \varphi_{0к} = \varphi_0$$

Таким образом, при равных живых сечениях смоченные периметры эллиптических и круглых труб определятся следующим образом:

$$\chi_э = 2a\left\{2E(\theta) - E(\theta, 90^\circ - \varphi_0)\right\} \tag{11}$$

$$\chi_к = 2r\left(\varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right) \tag{12}$$

Результаты произведенных расчетов по формулам (II) и (I2) для соотношений полуосей: $a = b$ (в этом случае эллиптическая труба переходит в круглую); $a = 1{,}2b$; $a = 1{,}4b$; $a = 1{,}6b$; $a = 1{,}8b$; $a = 2b$) сведены в табл.I. Угол φ_0 в расчетах менялся от 0 до 90^0. При $\varphi_0 = 0^0$ труба заполнялась на половину, а при 90^0 - полностью. Из табл.I видно также, что для трубы эллиптического сечения с соотношением полуосей $a = 1{,}2b$ и $a = 1{,}4b$ при $\varphi_0 < 70^0$ значения смоченного периметра меньше, чем для трубы круглого сечения.

В табл.2 приведены значения гидравлического радиуса, подсчитанные по формуле

$$R = \frac{\omega}{\chi}$$

Как видно из табл.2, наибольший гидравлический радиус для круглой трубы получается при $\varphi_0 = 40^0$. Это согласуется ($\varphi = 252^0$) с данными, приведенными в работах [I] и [2]. При дальнейшем возрастании φ_0 наблюдается резкое увеличение смоченного периметра при малом изменении живого сечения.

Таким образом, эллиптическая труба с указанными соотношениями полуосей имеет меньше сопротивлений и большую пропускную способность по сравнению с трубой круглого сечения.

ЛИТЕРАТУРА

I. Латышенков А.М., Лобачев В.Г. Гидравлика, М., I956.
2. Мирзаджанзаде А.Х. Вопросы гидродинамики вязко-пластичных и вязких жидкостей в нефтедобыче, Баку, Азернефтниир, I959.

Таблица I

$\frac{a}{b}$	$\alpha = \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2}}$	Смоченный периметр χ при различных значениях φ								
		10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	90^0
I	0^0	I7,453	I9,I99	20,944	22,689	24,435	26,I80	27,925	29,67I	3I,4I6
I,2	33^030^I	I7,425	I9,047	20,704	22,4I4	24,I75	25,990	27,740	29,74I	3I,649
I,4	44^030^I	I7,580	I9,II3	20,7I7	22,4I6	24,2I7	26,II3	28,090	30,I23	32,I86
I,6	$5I^020^I$	I7,793	I9,253	20,82I	22,524	24,368	26,344	28,428	30,590	32,79I
I,8	56^0I0^I	I8,086	I9,488	2I,034	22,754	24,652	26,7I3	28,905	3I,I92	33,525
2	60^0	I8,377	I9,733	2I,263	23,003	24,952	27,093	29,388	3I,79I	34,249

Таблица 2

$\frac{\alpha}{\beta}$	$\alpha=\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{a^4+b^4}{a^2}}$	Гидравлический радиус R при различных значениях ψ								
		10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	90^0
I	0^0	2,7434	2,9I75	3,0I50	3,04I6	3,0022	2,9508	2,7869	2,6433	2,4992
I,2	33^030^I	2,7478	2,9408	3,0500	3,0789	3,0345	2,9723	2,8055	2,637I	2,4808
I,4	44^030^I	2,7236	2,9306	3,048I	3,0786	3,0292	2,9583	2,7706	2,6036	2,4394
I,6	$5I^020^I$	2,69I0	2,9093	3,0328	3,0598	3,0I04	2,9324	2,7376	2,5639	2,3944
I,8	56^0I0^I	2,6474	2,8742	3,002I	3,0334	2,9757	2,89I8	2,6925	2,5I44	2,3420
2	60^0	2,6055	2,8385	2,9698	3,000I	2,9400	2,85I3	2,74I5	2,4670	2,2925

К.Ш.ЛАТИПОВ

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД К ИЗУЧЕНИЮ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ

Теоретическое исследование движения частиц в потоках связано с построением математической модели с погрешностью, допустимой при экспериментальном изучении.

Вопросы построения и применения математической модели движения многокомпонентных смесей рассматривались во многих работах [1-9]. Поэтому мы коснемся лишь вопроса движения частиц в потоке, который является весьма сложным.

Нам кажется, что использование теории изложенной в работе [6], внесет некоторую ясность в изучение интересующего процесса. Эту теорию можно применять при ламинарном, квазиламинарном и турбулентном движении смеси. Причем в последнем случае исследование пульсационных скоростей не должно носить первостепенный характер.

Если теория применяется к случаям, когда движение квазиламинарное и турбулентное (с указанным допущением), то параметры движения в первом приближении заменяются их пространственно-временным осреднением по любому элементарному объему и по любому постоянному временному интервалу [4,9]. Применим теорию [6] для исследования движения частиц в потоке с некоторыми упрощениями. Процесс движения частиц разделим на два вида: а) движение однородных частиц и б) движение разнородных по крупности частиц в потоке.

1. Движение однородных частиц

Допустим, что движется поток жидкости, содержащий однородные твердые частицы. С помощью теории [6] можно учитывать непрерывное осаждение или прибавление частиц в пото-

ке. Уравнение движения этих частиц можно написать в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} \rho_1 \frac{du_1}{dt} &= -f_1 \frac{\partial P}{\partial x} + \kappa(u_2 - u_1) + R_{1x} + F_{1x} \\ \rho_2 \frac{du_2}{dt} &= -f_2 \frac{\partial P}{\partial x} + \kappa(u_1 - u_2) + R_{2x} + F_{2x} \end{aligned}\right\} \qquad (I)$$

Первое уравнение системы (I) – закон движения основного потока; второе – закон движения частиц в потоке по оси OX:

$$\left.\begin{aligned} \rho_1 \frac{dv_1}{dt} &= -f_1 \frac{\partial P}{\partial x} + \kappa(v_1 - v_2) + R_{1y} + F_{1y} \\ \rho_2 \frac{dv_2}{dt} &= -f \frac{\partial P}{\partial x} + \kappa(v_1 - v_2) + R_{2y} + F_{2y} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

где ρ_1, ρ_2 – приведенные плотности первой (несущий поток) и второй (частицы) компонент;

f_1, f_2 – пористости;

ρ_{1i}, ρ_{2i} – истинные плотности;

u_1, u_2, v_1, v_2 – компоненты скоростей на осях OX и OУ соответственно;

P – давление;

K – коэффициент взаимодействия;

R – гидравлическое сопротивление;

F – объемные силы.

Системы (I) и (2) отражают закон изменения количества движения вдоль потока.

Уравнение постоянства расхода имеет вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial y} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

причем

$$\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \frac{\rho_2}{\rho_{2i}} = I. \qquad (4)$$

При исследовании осаждения частиц в потоке систему (I) можно применять в качестве уравнения движения основного потока, а (2) – как уравнение движения оседающих частиц и приводимой ими в движение жидкости в поперечном направлении.

Для случая, когда продольная скорость несущего потока (первой компоненты) и частиц отличаются друг от друга на постоянную величину $u_1 - u_2 = c$ $(c < u_1)$ и, кроме того, содержание частиц в потоке намного меньше, чем основная жидкая среда, система сильно упрощается. В этом случае, обозначая $u_1 = u$, получим

$$\frac{du_1}{dt} = \frac{du_2}{dt} = \frac{du}{dt}; \quad \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} = \frac{\partial \rho_2 u}{\partial x} - c\frac{\partial \rho_2}{\partial x},$$

а в силу допущения $c < u$ в первом приближении имеем

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} \approx \frac{\partial \rho_2 u}{\partial x}.$$

Энергия оседающих частиц в незначительной степени влияет на энергию основного потока, поэтому допустим
Тогда, обозначив

$$\left.\begin{aligned} V_2 &= V \\ R_{1x} + R_{2x} &= R \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

и сложив первое и второе уравнения системы (I), из (I), (2), (3), (4) получим

$$\left.\begin{aligned} (\rho_1+\rho_2)\frac{\partial u}{\partial t} + (\rho_1+\rho_2)u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho_1 V\frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + R + (\rho_1+\rho_2)g\cdot\sin\alpha \\ \rho_2\frac{\partial V}{\partial t} + \rho_2 u\frac{\partial V}{\partial x} + \rho_2 V\frac{\partial V}{\partial y} &= -\frac{\rho_2}{\rho_{2i}}\cdot\frac{\partial P}{\partial y} - KV + \rho_2\cdot g\cdot\cos\alpha \\ 0 &= \frac{\rho_1}{\rho_{1i}}\cdot\frac{\partial P}{\partial y} + KV + \rho_1\cdot g\cdot\cos\alpha \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \frac{\rho_2}{\rho_{2i}} = 1$$

где $\sin\alpha$ – гидравлический уклон потока;
R – гидравлическое сопротивление.

Исключая давление из второго и третьего уравнений системы (6), имеем

$$\left.\begin{aligned}
&(\rho_1+\rho_2)\frac{\partial u}{\partial t} + (\rho_1+\rho_2)u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho_2 v\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x} + R + (\rho_1+\rho_2)g\cdot\sin\alpha \\
&\rho_{2i}\frac{\partial v}{\partial t} + \rho_{2i}u\frac{\partial v}{\partial x} + \rho_{2i}v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{K}{\rho_1\cdot\rho_2}v + (\rho_{2i}-\rho_{1i})g\cdot\cos\alpha \\
&\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u}{\partial x} = 0 \\
&\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial y} = 0 \\
&\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \frac{\rho_2}{\rho_{2i}} = 1
\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Для установившегося движения в открытых потоках

$$\left.\begin{aligned}
&(\rho_1+\rho_2)u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho_2 v\frac{\partial u}{\partial y} = R + (\rho_1+\rho_2)g\cdot\sin\alpha - \gamma\frac{\partial h}{\partial x} \\
&\rho_{2i}u\frac{\partial v}{\partial x} + \rho_{2i}v\frac{\partial v}{\partial y} = -K\frac{\rho_{1i}}{\rho_1}\cdot\frac{\rho_{2i}}{\rho_2}v + (\rho_{2i}-\rho_{1i})g\cdot\cos\alpha \\
&B\cdot h\cdot\rho_1\cdot u = \rho_{1_0}\cdot u_0\cdot b_0\cdot h_0 \\
&\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \frac{\rho_2}{\rho_{2i}} = 1
\end{aligned}\right\} \quad (8)$$

где B, h – ширина и глубина потока соответственно;
ρ_0, u_0 – приведенная плотность (первой компоненты) и скорость в начальном сечении.

Из четвертого уравнения системы (7), учитывая несжимаемость компонент, получим

$$\frac{\partial f_2 u}{\partial x} + \frac{\partial f_2 v}{\partial y} = 0 \qquad (9)$$

Обозначим сечение потока через S. Тогда, проинтегрировав (9) по сечению S и по длине ℓ, получим закон изменения расхода частиц от начального сечения до сечения на расстоянии ℓ:

$$\int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial f_2 u}{\partial x} dS dx + \int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial f_2 v}{\partial y} dS dx \qquad (10)$$

Первый интеграл уравнения (10) дает

$$\int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial f_2 u}{\partial x} dS dx = Q_{нач} - Q_{тр}, \qquad (11)$$

где $Q_{нач}$ – расход частиц в начальном сечении;
$Q_{тр}$ – расход их в конечном сечении или транспортируемый расход на расстоянии ℓ.

Второй интеграл дает

$$\int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial f_2 v}{\partial y} dS dx = \int_0^{\ell} f_2 v \cdot dx \qquad (12)$$

Окончательно имеем

$$Q_{нач} - Q_{тр} = \int_0^{\ell} f_2 v dx \qquad (13)$$

В случае непрерывного прибавления частиц

$$Q_{тр} - Q_{нач} = \int_0^{\ell} f_2 v dx . \qquad (14)$$

2. Движение неоднородных по крупности частиц

Сначала рассмотрим случай, когда фракционный состав неоднородных частиц в потоке известен. Тогда, откладывая по осям ординат радиусы частиц, а по осям абсцисс объемные содержания соответствующей фракции, получим ломаную линию. Если эту линию заменить плавной кривой, то по ней для каждого значения радиуса можно найти соответствующую концентрацию частиц. При этом каждая фракция по радиусу отличается от предыдущей на $\Delta\alpha$. Содержание каждой фракции в свою очередь дает приращение (Δf_2) общей концентрации частиц. Когда $\Delta\alpha$ стремится к нулю (т.е. когда частицы разделены на фракции, отличающиеся друг от друга по радиусу на бесконечно малое число), то

$$\lim_{\Delta\alpha \to 0} \frac{\Delta f_2}{\Delta\alpha} = \frac{\partial f_2}{\partial\alpha} . \qquad (15)$$

Таким образом, по фракционному составу можно построить функцию изменения объемного содержания частиц в жидкости:

$$\psi_{(\alpha)} = \frac{\partial f_2}{\partial\alpha} = \frac{\partial}{\partial\alpha}\left[f_2(\alpha)\right], \quad \alpha_1 \le \alpha \le \alpha_2 \qquad (16)$$

где α_1 и α_2 – нижний и верхний пределы радиусов частиц, содержащихся в жидкости.

Нетрудно видеть, что общая объемная концентрация частиц определяется по формуле

$$f_2 = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\partial f_2}{\partial\alpha}\, d\alpha , \qquad (17)$$

Поскольку сила взаимодействия зависит от размера частиц, то коэффициент взаимодействия также является функцией размера частиц:

$$K = K(\alpha), \quad \alpha_1 \le \alpha \le \alpha_2 \qquad (18)$$

Теперь применим теорию [6] к процессу движения неоднородных частиц в потоке.

Уравнения движения воды имеют вид

$$\rho_1\frac{\partial u_1}{\partial t}+\rho_1 u_1\frac{\partial u_1}{\partial x}+\rho_1 v_1\frac{\partial u_1}{\partial y}=-\frac{\rho_1}{\rho_{1i}}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}+\int_{a_1}^{a_2}K(u_2-u_1)\,da+R_{1x}+F_{1x}$$

$$\rho_1\frac{\partial v}{\partial t}+\rho_1 u_1\frac{\partial v_1}{\partial x}+\rho_1 v_1\frac{\partial v_1}{\partial y}=-\frac{\rho_1}{\rho_{1i}}\cdot\frac{\partial p}{\partial y}+\int_{a_1}^{a_2}K(v_2-v_1)\,da+R_{1y}+F_{1y} \qquad (19)$$

Используя условия (16) и (18) для движения частиц произвольного радиуса a, имеем

$$\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial u_2}{\partial t}+\rho_{2i}\cdot\frac{\partial f_2}{\partial a}u_2\frac{\partial u_2}{\partial x}+\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}v_2\frac{\partial u_2}{\partial y}=$$
$$=-\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}+K(a)(u_1-u_2)+F_{2x}+R_{2x},$$
$$\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial v_2}{\partial t}+\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}u_2\frac{\partial v_2}{\partial x}+\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}v_2\frac{\partial u_2}{\partial y}= \qquad (20)$$
$$=-\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial p}{\partial y}+K(a)(v_1-v_2)+F_{2y}+R_{2y}.$$

Уравнения постоянства расходов имеют вид

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 v_1)=0 \qquad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}u_2\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}v_2\right)=0 \qquad (22)$$

Для единичного объема выполняется условие

$$f_1+\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\,da=1 \qquad (23)$$

Интегрируя уравнения (20) и (18) по a (от a_1 до a_2), получим уравнение для общего количества частиц:

$$\left.\begin{aligned}
&\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial u}{\partial t}\,da+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}u_2\frac{\partial f_2}{\partial x}\cdot\frac{\partial u_2}{\partial x}\,da+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}v_2\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial u_2}{\partial y}\,da=\\
&=-\frac{\partial p}{\partial x}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\,da+\int_{a_1}^{a_2}k(a)(u_1-u_2)\,da+\int_{a_1}^{a_2}R_{2x}\,da+\int_{a_1}^{a_2}F_{2x}\,da,\\
&\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial v_2}{\partial t}+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}u_2\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial v_2}{\partial x}\,da+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}v_2\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial v_2}{\partial y}\,da=\\
&=-\frac{\partial p}{\partial y}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\,da+\int_{a_1}^{a_2}k(a)(v_1-v_2)\,da+\int_{a_1}^{a_2}F_{2y}\,da
\end{aligned}\right\}\quad(24)$$

и

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\,da\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}u_2\,da\right)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}v_2\,da=0\right)\quad(25)$$

В случае, когда $a_1=a_2$ (т.е. частицы однородны, поскольку скорость частицы и коэффициент взаимодействия не являются функциями a), получим уравнения для однородных частиц.

Как и в п.I, в системах (I9), (20), (24) пренебрегаем величинами R_{1y}, R_{2y} и $\int_{a_1}^{a_2}R_{2y}\,da$

Если скорости несущего потока (первой компоненты) и частицы отличаются на постоянную величину $u_1-u_2=e$ и содержание частиц в потоке намного меньше, чем жидкой среды, то энергия оседающих частиц в незначительной степени влияет на энергию основного потока. В этом случае Тогда, обозначая

$$v_2=v,\quad R_{1x}+\int_{a_1}^{a_2}R_{2x}=R\quad(26)$$

а также складывая первые уравнения систем (I9) и (24), из (I9), (23), (24), получаем

$$\left.\begin{aligned}
&\left\{\rho_1+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}da\right\}\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\left\{\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}v\frac{\partial f_2}{\partial a}da\right\}\frac{\partial u}{\partial y}=\\
&\quad=-\frac{\partial p}{\partial x}+R+\left\{\rho_1+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}da\right\}g\cdot\sin\alpha,\\
&\qquad 0=-\frac{\rho_1}{\rho_{2i}}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}+\int_{a_1}^{a_2}\kappa v\,da+\rho_1 g\cdot\cos\alpha,\\
&\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\frac{\partial v}{\partial t}+\rho_{2i}u\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot\frac{\partial v}{\partial x}+\rho_{2i}v\frac{\partial f_2}{\partial a}\frac{\partial v}{\partial y}=\\
&\quad=-\frac{\partial p}{\partial y}\frac{\partial f_2}{\partial a}-\kappa v+\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\cdot g\cdot\cos\alpha,\\
&\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\frac{\partial\rho_1 u}{\partial x}=0,\quad\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}u\right)+\\
&\quad+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\right)=0,\quad\frac{\rho_1}{\rho_{1i}}+\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}da=1
\end{aligned}\right\}\qquad(27)$$

Исключив давление из второго и третьего уравнений системы (27), получим

$$\left.\begin{aligned}
&\left\{\rho_1+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}\right\}\left(\frac{\partial u}{dt}+u\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}v\cdot\frac{\partial f_2}{\partial a}\frac{\partial u}{\partial y}da=\\
&\quad=-\frac{\partial p}{\partial x}+R+\left\{\rho_1+\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}da\right\}g\cdot\sin\alpha,\\
&\rho_{2i}\frac{\partial v}{\partial t}+\rho_{2i}u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho_{2i}v\frac{\partial v}{\partial y}=-\left\{\frac{\kappa v}{\frac{\partial f_2}{\partial a}}+\frac{\int_{a_1}^{a_2}\kappa v\,da}{\frac{\rho_1}{\rho_{1i}}}\right\}+\\
&+(\rho_{2i}-\rho_{1i})g\cdot\cos\alpha,\quad\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\frac{\partial\rho_1 u}{\partial x}=0,\\
&\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}u\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_{2i}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\right)=0
\end{aligned}\right\}\qquad(28)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial f_2}{\partial a} da = 1$$

Для установившегося движения открытых потоков имеем

$$\left\{\rho_1 + \rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial f_2}{\partial a} da\right\} u \frac{\partial u}{\partial x} + \left\{\rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2} v \frac{\partial f_2}{\partial a} da\right\} \frac{\partial u}{\partial y} =$$

$$= \gamma \frac{\partial h}{\partial x} + R + \left\{\rho_1 + \rho_{2i}\int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial f_2}{\partial a} da\right\} g \cdot \sin\alpha,$$

$$\rho_{2i} \frac{\partial v}{\partial t} + \rho_{2i} u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho_{2i} v \frac{\partial v}{\partial y} = -\left\{\frac{\rho_1}{\rho_{1i}} \kappa v + \frac{\partial f_2}{\partial a}\int_{a_1}^{a_2} \kappa v da\right\} :$$

$$: \left(\frac{\rho_1}{\rho_{1i}}\int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial f_2}{\partial a} da\right) + \left(\rho_{2i} - \rho_{1i}\right) g \cdot \cos\alpha, \qquad (29)$$

$$b \cdot h \cdot \rho_1 \cdot u = \rho_{1o} \cdot u_o \cdot b_o \cdot h_o, \quad \frac{\rho_1}{\rho_{1i}} + \int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial f_2}{\partial a} da = 1,$$

где ρ_{1o}, u_o – приведенная плотность первой компоненты и скорость в начальном сечении.

Из четвертого уравнения системы (28), учитывая несжимаемость компонент, получим

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a} u\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a} v\right) = 0 \qquad (30)$$

Обозначим сечение потока через S. Тогда, проинтегрировав (I6) по сечению S и длине ℓ получим закон изменения расхода частиц произвольного диаметра a от начального сечения до сечения на расстоянии ℓ:

$$\int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a} u\right) dx\, ds + \int_0^{\ell}\int_S \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a} v\right) dx\, ds = 0 \qquad (31)$$

Первый интеграл уравнения (31) дает

$$\int_0^{\ell}\int_s \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a}u\right)dx\,ds = Q_{нач} - Q_{тр}\,. \tag{32}$$

Второй интеграл дает

$$\int_0^{\ell}\int_s \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial f_2}{\partial a}v\right)dx\,ds = \int_0^{\ell}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\,dx\,. \tag{33}$$

Таким образом, имеем

$$q_{нач} - q_{тр} = \int_0^{\ell}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\,dx\,. \tag{34}$$

В случае непрерывного прибавления частиц

$$q_{тр} - q_{нач} = \int_0^{\ell}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\,dx\,. \tag{35}$$

Суммируя расход частиц всех размеров, имеем для непрерывного уменьшения расхода

$$Q_{нач} - Q_{тр} = \int_0^{\ell}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\,dx \tag{36}$$

и увеличения расхода

$$Q_{тр} - Q_{нач} = \int_0^{\ell}\int_{a_1}^{a_2}\frac{\partial f_2}{\partial a}v\,dx\,. \tag{37}$$

Уравнения (37) и (I4) позволяют вычислить количество транспортируемого твердого стока, состоящего из неоднородных и однородных частиц, при заданном начальном расходе. Для этого заранее должны быть известны функции распределения f_2, $\frac{\partial f_2}{\partial a}$ и V вдоль потока, которые определяются интегрированием системы дифференциальных уравнений (29) или (8).

Определение твердого стока и исследование функций f_2 и V играют существенную роль в расчетах отстойников

и водохранилищ. При этом в указанных функциях большое значение будут иметь скорость потока и гидравлический уклон. Например, из третьего уравнения системы (29) видно, что с увеличением скорости потока увеличивается концентрация частиц или, наоборот, происходит обратное их уменьшение.

Таким образом, учет неоднородности частиц в параметрах движения дает возможность изучить последовательность осаждения частиц по фракциям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баренблатт Г.И. ПММ, 1953, т.17, № 3.
2. Великанов М.А. Движение наносов, М., Речиздат, 1948.
3. Дементьев М.А. "Изв.ННИИ гидротехники им.Веденеева". 1963, вып.73.
4. Дюнин А.К., Борщевский Ю.Т., Яковлев Н.А. Основы механики многокомпонентных потоков, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1965.
5. Маккавеев В.М. "Изв.ГГИ", Л., 1931, № 32.
6. Рахматулин Х.А. ПММ, 1956, т.20, вып.2.
7. Слезкин Н.А. Дифференциальные уравнения движения пульпы, "ДАН СССР" 1952, т.86, № 2.
8. Телетов С.Г. Вестник МГУ, серия мат., астр., физ.,хим., 1958, № 2.
9. Франкль Ф.И. К теории движения взвешенных наносов, ДАН СССР, 1953, т.92, № 2.

Н.В.КОКАЯ, Л.З.КРАВЧЕНКО

О ДИНАМИКЕ СТАБИЛИЗАТОРА РАСХОДА ПРИ УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ

Условия эксплуатации закрытых оросительных систем и использование при их сооружении малопрочных асбоцементных труб требуют применения особых устройств, в задачи которых входит:

I) ограничение давления в трубопроводе некоторым расчетным значением;

2) выдача в нижележащий трубопровод расхода, требуемого в настоящий момент;

3) уменьшение (срезка) силы гидравлического удара.

В проектных проработках Институт "Средазгипроводхлопок" предложил для решения первых двух задач использовать автомат-регулятор расхода (конструкция этого же Института), прошедший лабораторные испытания в 1960 г. в ИВПИГ.

В связи с выполняемыми функциями эту конструкцию правильнее именовать стабилизатором расхода и уровня.

Стабилизатор состоит из двух фасонных цилиндров (рис.I и 2) - неподвижного 4, установленного на конце подводящего трубопровода I, и подвижного 5, жестко связанного тремя тягами с поплавком 8.

Поток воды из подводящего трубопровода поступает через кольцевую щель, образованную верхней кромкой подвижного цилиндра 5 и неподвижной тарелкой 6. Поплавок 8, следуя за горизонтом воды в камере, опускает или поднимает подвижной цилиндр. Последний остается в фиксированном положении до нарушения равновесия гидродинамических

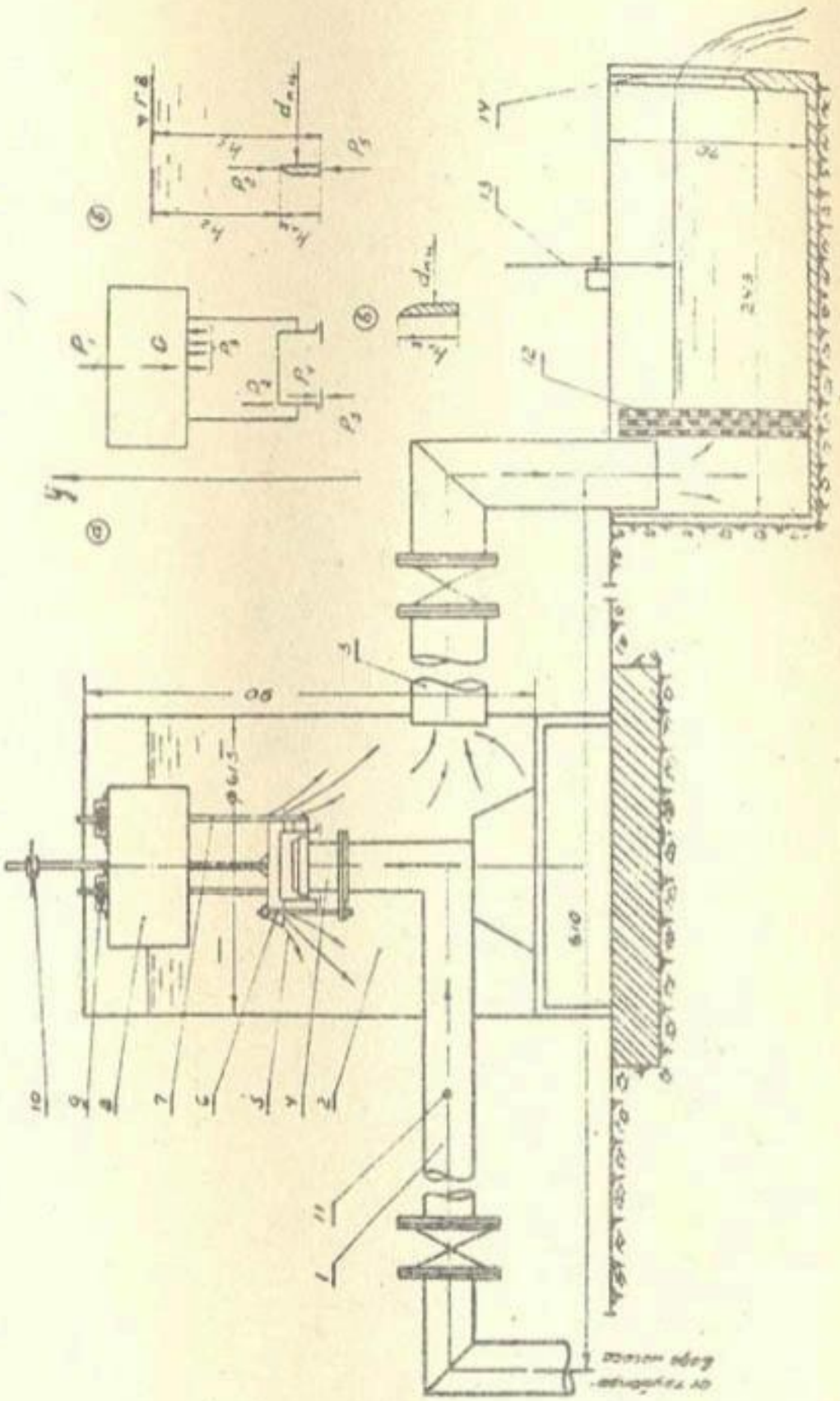


Рис. I.

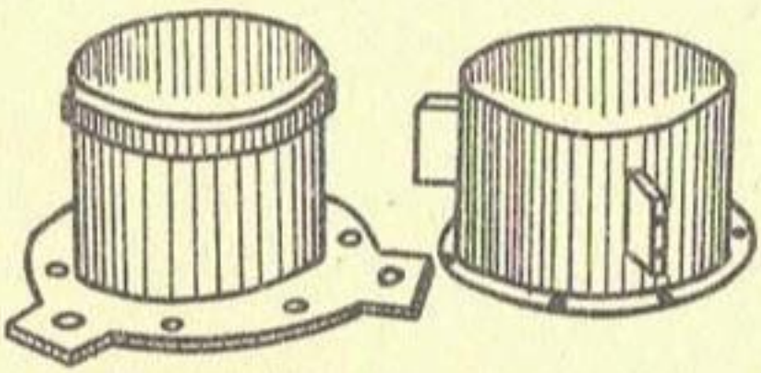


Рис.2

сил, действующих на подвижную часть затвора и обусловленных параметрами потоков втекающего и вытекающего из камеры.

Расход из камеры поступает в трубопровод (рис.I) или отверстие[I].

Описанная конструкция выгодно отличается от применяемых на Салгирской (Крым) и Катта-Сайской (ТаджССР) оросительных системах меньшим количеством и большей простотой подвижных элементов. Отличия обеспечивают более надежную работу и меньшую засоряемость стабилизатора плавающими предметами. Работа стабилизатора в новых условиях требовала проведения дополнительных исследований.

Ниже излагаются результаты опытов, позволивших выяснить характер сил, действующих на подвижную часть стабилизатора, и их влияние на его работу при установившемся режиме.

Равновесие подвижной части в проекции на вертикальную ось У (рис.Ia) определяется уравнением

$$P_I - P_2 + P_3 - P_4 + P_5 - \mathcal{G} = 0, \qquad (I)$$

где

$$P_I = P_{I\,(стат.)} + P_{I\,(дин.)}; \qquad (2)$$

P_I – подъемная сила подвижной части стабилизатора, которая равна подъемной силе в спокойной воде $P_{I\,(стат.)} = \mathcal{G}$, сложенной с подъемной силой $P_{I\,(дин.)}$, равной сумме всех прочих сил, действующих на подвижную часть в текущей воде, т.е.

$$P_{I\,(дин.)} = P_2 - P_3 + P_4 - P_5 \qquad (3)$$

I В исследованиях 1960 г., выполненных Н.В.Кокая, выдача расхода осуществлялась через отверстие в боковой стенке камеры.

P_2 – сила, приложенная к верхней кромке подвижного цилиндра (направлена вниз);

P_3 – сила давления восходящих токов на дно поплавка;

P_4 – сила, приложенная к нижней кромке подвижного цилиндра (направлена вниз);

P_5 – сила, приложенная к нижней кромке подвижного цилиндра (направлена вверх);

φ – вес подвижной части;

(сила трения между цилиндрами, по опытным данным, может быть принята равной нулю).

По проекту условия обтекания верхней кромки подвижного цилиндра таковы, что давление на нее может оказаться меньше атмосферного. Поэтому силы, действующие на верхнюю и нижнюю кромки следует определять формулами

$$P_2 = \omega_2 (P_a - P_{вак}) \qquad (4)$$

$$P_5 = \omega_5 (P_a + \gamma h_5), \qquad (5)$$

$$P_4 = (\omega_5 - \omega_2) P_a + \rho Q_{кз} v_{кз} (1 - \cos\alpha); \qquad (6)$$

здесь γ – объемный вес воды;

ρ – плотность ее;

$P_2 = P_a - P_{вак}$ – давление на верхнюю кромку;

P_a – атмосферное давление;

ω_2 и ω_5 – площадь верхней и нижней кромок подвижного цилиндра;

$Q_{кз}$ и $v_{кз}$ – расход и скорость потока, фильтрующегося через кольцевой зазор;

α – угол схода фильтрационного потока с нижней кромки.

В зависимости от величин составляющих сил равнодействующая, определяемая их суммой, может оказаться направленной вниз или вверх. В последнем случае она должна

привести к самозакрытию стабилизатора[1]. Такие условия могут возникнуть при малом поперечном размере кольцевого зазора, обусловливающем незначительные величины фильтрационного расхода $Q_{кз}$ и скорости $v_{кз}$.

Опыты 1960 г. с моделью стабилизатора, имеющего кольцевой зазор δ =0,180 мм, подтверждают такой вывод: подвижная часть стабилизатора, "подпрыгнув", прижимается, как бы присасывается к тарелке, поэтому в дальнейшем сила, вызывающая самозакрытие, называется присасывающей -

$$P_{прис.} = P_5 - P_2 - P_4. \qquad (7)$$

Захлопывание стабилизатора вызывало в трубопроводе гидравлический удар. Одновременно с этим было установлено, что транспортировка наносов, содержащихся в фильтрационном потоке, через кольцевой зазор малого размера затруднена. Наносы заклинивались в кольцевом зазоре и вызывали "заедание" подвижной части стабилизатора.

Для ликвидации явлений захлопывания и "заедания" поперечный размер кольцевого зазора был увеличен до δ =0,40 мм. Возникающий при этом более мощный фильтрационный поток настолько увеличил значение P_4, что равнодействующая $P_{прис.}$ (7) получала направление вниз и предотвращала захлопывание стабилизатора. Увеличение зазора уменьшало опасность "заедания", но полностью не решало вопроса о надежности работы стабилизатора. Поэтому для обеспечения безаварийной работы стабилизатора рекомендовалось допустимую крупность наносов ограничить размером $0,5\delta$. Однако очистка поливных вод на водозаборных сооружениях от наносов крупностью частиц $0,5\delta$ - $1,5\delta$

---

[1] Незначительное увеличение силы, направленной вниз, вызванное уменьшением подъемной силы поплавка при захлопывании не рассматривается.

и предохранение их от загрязнения при транспортировке по открытым каналам требуют дорогостоящих и сложных мероприятий, поэтому решить их в масштабах оросительных систем практически невозможно.

Опыты 1966 г. начались с определения сил, действующих на подвижную часть стабилизатора модели 1960 г. с $\delta = 0{,}40$ мм. При этом пользовались следующей методикой.

1 опыт. Установив погружение подвижной части в спокойной воде, находили P_I (стат.)

2 опыт. Определив погружение подвижной части в текущей воде, находили P_I, а затем – $P_{I\ (дин.)} = P_I - P_{I\ (стат.)}$.

3 опыт. Закрыв экраном дно поплавка, чтобы исключить воздействие на него восходящих токов, и установив погружение поплавка, определяли

$$P_3 = P_{I\ (2\ опыт)} - P_{I\ (3\ опыт)}.$$

4 опыт. Сняв фланец с нижней кромки подвижного цилиндра и установив погружение поплавка в условиях, аналогичных опытам 2 и 3 вычисляли

$$P_5 - P_4 = P_{I\ (4\ опыт)} - P_{I\ (3\ опыт)}.$$

Выявив распределение давления по нижней поверхности фланца (оно почти соответствует гидростатическому), находили

$$P_5 = \gamma h_s \omega_s ,$$

затем

$$P_4 = P_{I\ (3\ опыт)} - P_{I\ (4\ опыт)} + P_5.$$

Силу, действующую на верхнюю кромку определяли из равенства

$$P_2 = P_1 - \mathcal{G} - P_4 + P_5 + P_3 \qquad (1)$$

Значение сил, вычисленных указанными способами, приведено на графике (рис.3).

Как было сказано выше, увеличение кольцевого зазора не решало до конца вопроса о предотвращении "заедания" подвижной части стабилизатора. Поэтому в опытах 1966 г. был избран другой путь: борьба с возможным заклиниванием наносов осуществлялась путем уменьшения кольцевого зазора. Многочисленные опыты на модели, с кольцевым зазором, уменьшенным до $\delta = 0{,}05$ мм, показали, что она не подвержена "заеданию". Это обстоятельство позволяет не предъявлять жестких требований к качеству воды.

С другой стороны, уменьшенный кольцевой зазор практически ликвидировал фильтрационный поток $Q_{кз}$, что сводило к нулю силу P_4.

Принимая для этой модели стабилизатора

$$\omega_5 \approx \omega_2 = \omega_{пц}; \; v_{кз} \approx 0, \; Q_{кз} \approx 0.$$

из уравнений (4) – (7) получаем

$$P_{прис.} = \omega_{пц}(p_{вак} + \gamma h_5). \qquad (8)$$

Присасывающая сила приводила к захлопыванию стабилизатора, как и на модели с $\delta = 0{,}180$ мм (1960 г.).

Для создания силы, противодействующей силе $P_{прис.}$, была изменена геометрия верхней кромки подвижного цилиндра. Придание кромке криволинейной формы, обращенной внутрь подвижного цилиндра (рис.1в), способствует возникновению на ней положительного давления. Равнодействующая по формуле (7) приобретает направление вниз. Величина ее растет с уменьшением открытия стабилизатора, что

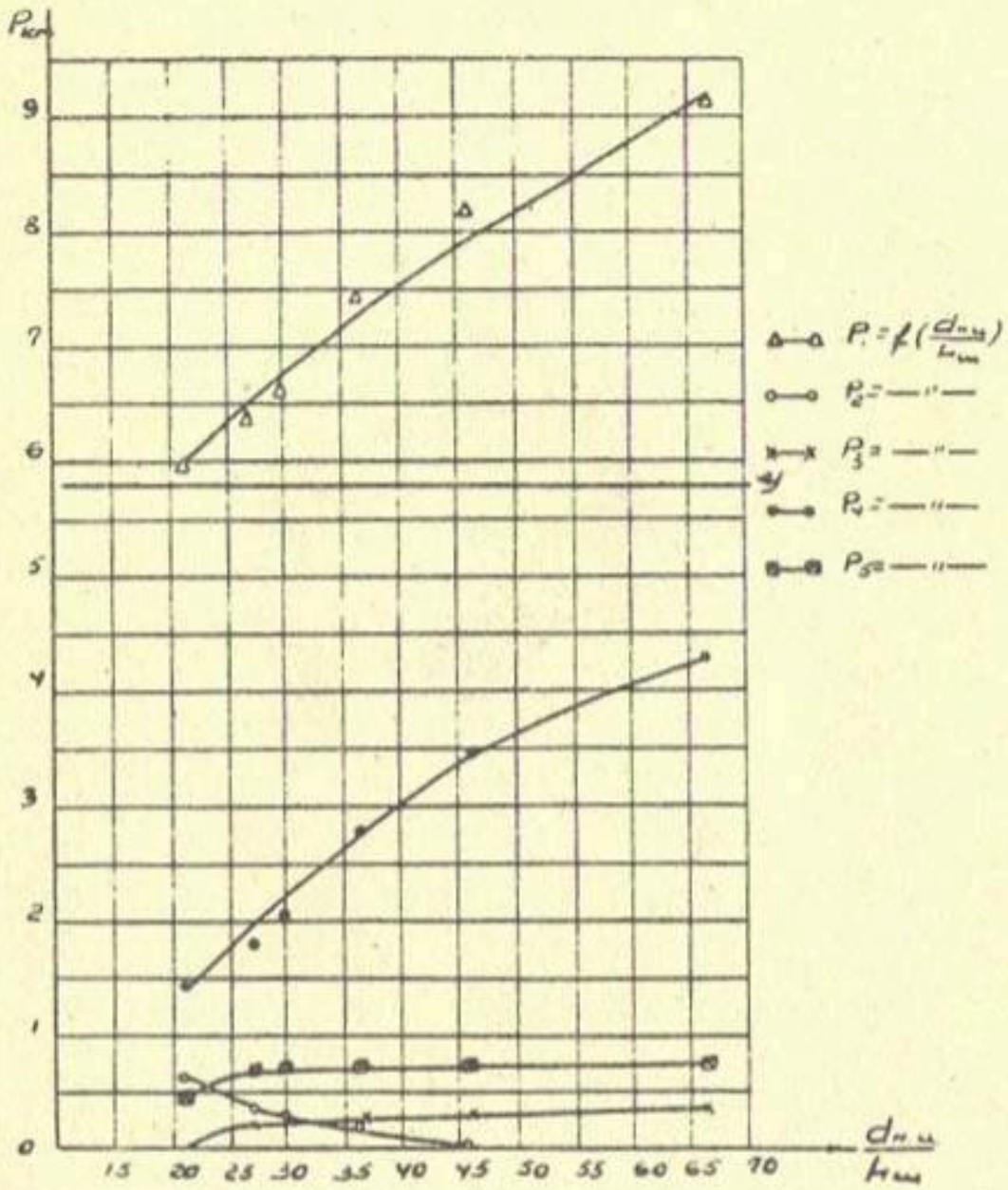


Рис.3. График изменения сил, действующих на подвижную часть стабилизатора расхода в зависимости от отношения для Q = 15,75 л/сек.

предохраняет его от самозакрытия и образования гидравлического удара.

Не останавливаясь на описании работы и расчетах этой модели, отметим вполне удовлетворительное выполнение стабилизатором первых двух функций – поддержание заданного давления в подводящем трубопроводе и выдача требуемого расхода в отводящий трубопровод.

Кроме этого, предварительные опыты дают основание полагать, что рекомендуемая конструкция явится также средством борьбы с гидравлическим ударом и тем самым решит третью задачу, необходимую для обеспечения нормальной работы напорных ирригационных систем.

Л.З.КРАВЧЕНКО

К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОНСТРУКЦИИ АВТОМАТА РАСХОДА ДЛЯ НАПОРНОЙ СЕТИ

Гидравлические характеристики местных сопротивлений зависят от формы конструктивных элементов и устанавливаются опытным путем на моделях индивидуально для каждой конструкции, так как движение жидкости через эти устройства, в особенности при больших напорах, довольно сложно.

Для моделирования гидравлических явлений важно знать минимально допустимое число Рейнольдса Re_g, необходимое для гарантированного обеспечения автомодельности при осуществлении геометрического подобия модели.

В работах А.Эсканда, А.П.Зегжды, А.Г.Аверкиева и др. рассмотрен вопрос о величине Re_g по моделированию перелива воды через водослив.

Для водослива практического профиля А.Эсканд установил разнообразные характеристики течения и в результате опытов определил предельное значение масштаба модели - I:300 н.в., которое допускает возможность проведения исследований.

Опыты А.Г.Аверкиева по определению коэффициента расхода при истечении через водослив с тонкой стенкой и водослив практического профиля показали, что в случае свободной струи автомодельность наступает при Re_g = =3000-5000, для прилипшей струи - Re_g = I0000.

Но вопрос о величине Re_g при изучении местных сопротивлений, таких, как вентили, клапаны, цилиндрические затворы и т.п., в литературе, насколько нам известно, освещен далеко не для всех конструкций.

Исследования по определению гидравлических ха-

рактеристик цилиндрического затвора, являющегося составной частью гасителя статического напора закрытой оросительной сети, проводившиеся в лаборатории гидравлики сооружений САНИИРИ, дали фактический материал о величине допустимых чисел R_e для случая истечения воды через цилиндрический затвор исследуемой конструкции.

Опыты проводились на полупространственной модельной установке, выполненной в масштабе I:6,5 натуры и представляющей продольную половину пространственной модели (см.статью этого сборника Н.В.Кокая и Л.З.Кравченко), разрезанной по диаметриальной плоскости, с вертикальной плексиглассовой стенкой по плоскости разреза (рис.I). Модель состоит из резервуара d =30 см и h =50 см с помещенным внутри него цилиндрическим поплавковым затвором, перемещающимся в вертикальном направлении и регулирующим подачу воды в нижележащий трубопровод посредством изменения открытия затвора (кольцевой зазор между подвижным цилиндром и неподвижной тарелкой).

Поток воды, выходя из затвора, ударяется о тарелку, радиально растекается и, огибая внутренние контуры тарелки, попадает в камеру, смешивается с массой воды и поступает в отводящий трубопровод.

Методом фотографирования фиксировалось очертание струи, выходящей из затвора: по специальной трубочке под нее вводился белый меловой раствор, благодаря чему сечение струи хорошо просматривалось через прозрачную стенку-плексиглас.

Было проведено 33 опыта при восьми открытиях затвора: t_2 равна I,33 мм; I,67; I,50; 2,I7; 3,00; 4,25; 6,00; 7,00 мм. Для каждого открытия его определялся по водосливу расход, проходящий через затвор при 4-5 разных напорах в диапазоне от 0,6 до I4,0 м, и фотографировался профиль струи.

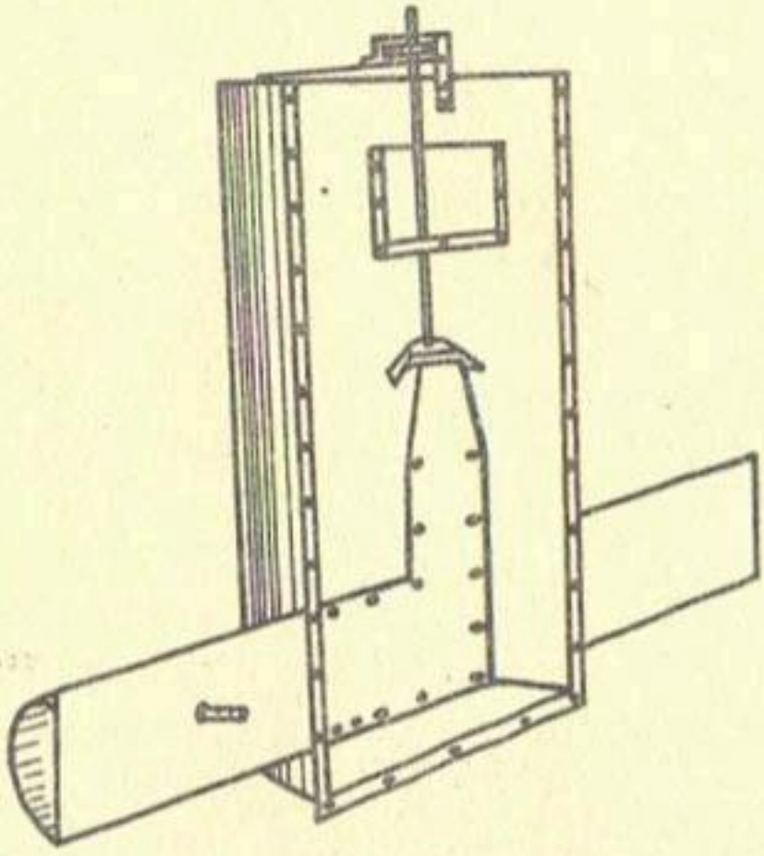


Рис.I. Модельная установка.

В результате обработки опытного материала получены коэффициенты сжатия струи ε, расхода μ и скорости φ.

Коэффициент сжатия струи вычислялся как отношение площади наименьшего сечения струи к площади открытия затвора, т.е.

$$\varepsilon = \frac{2\pi \cdot r_1 \cdot t_1}{2\pi r_2 \cdot t_2},$$

где r_1 – расстояние сжатого сечения струи от оси затвора (или радиус сжатого сечения) замеряемого на фотоснимке, имеющем масштабную сетку;

r_2 – радиус затвора;

t_1 – толщина струи в сжатом сечении, определенная по фотоснимку;

t_2 – открытие затвора.

График изменения коэффициентов сжатия, расхода и скорости от относительной величины открытия затвора $\frac{d_н}{t_2}$ ($d_н$ – диаметр неподвижного цилиндра затвора) приведен на рис.2.

Коэффициент расхода находили как отношение действительного расхода, проходящего через затвор, к теоретическому:

$$\mu = \frac{Q_д}{Q_т}.$$

Средняя величина $\mu_{ср} = 0{,}460$.

Коэффициент скорости подсчитывался по формуле

$$\varphi = \frac{\mu}{\varepsilon}.$$

Средняя величина $\varphi_{ср} = 0{,}800$.

На рис.3 представлены кривые изменения μ и φ в зависимости от числа Рейнольдса.

Как видно из рис.3, опытные значения коэффициента для разных открытий затвора и напоров ложатся на одну кривую и при числах Рейнольдса 15000 и более не зависят от последних.

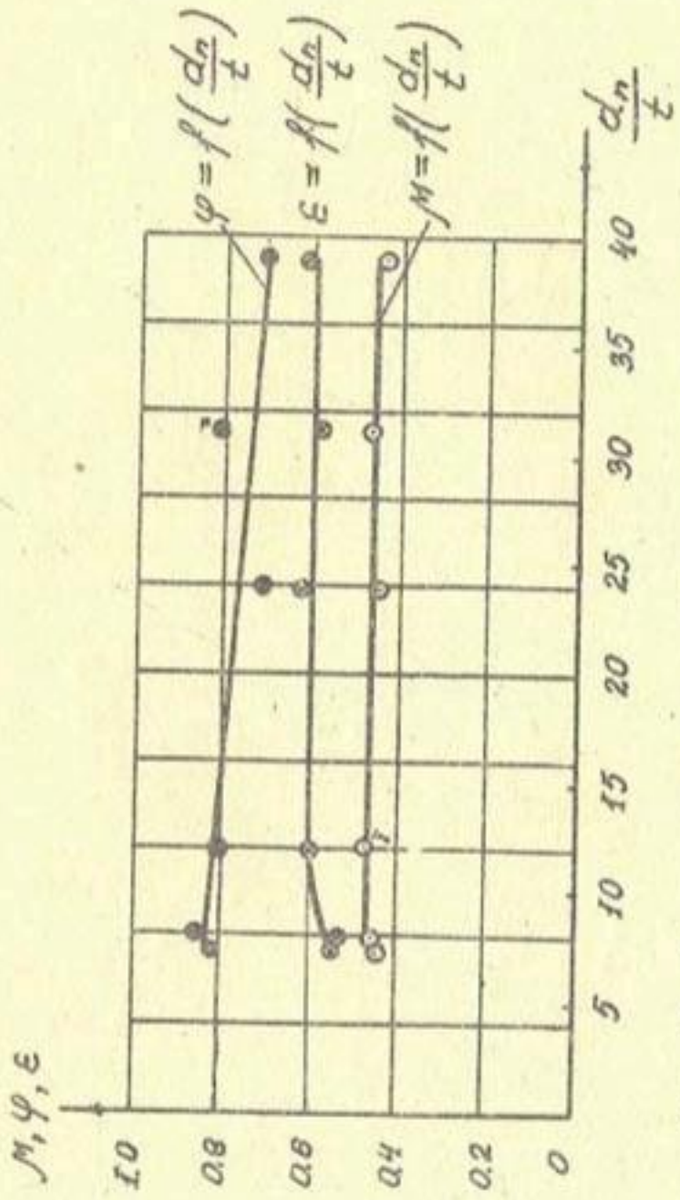


Рис.2. Зависимость коэффициентов M, φ, ε от относительного открытия

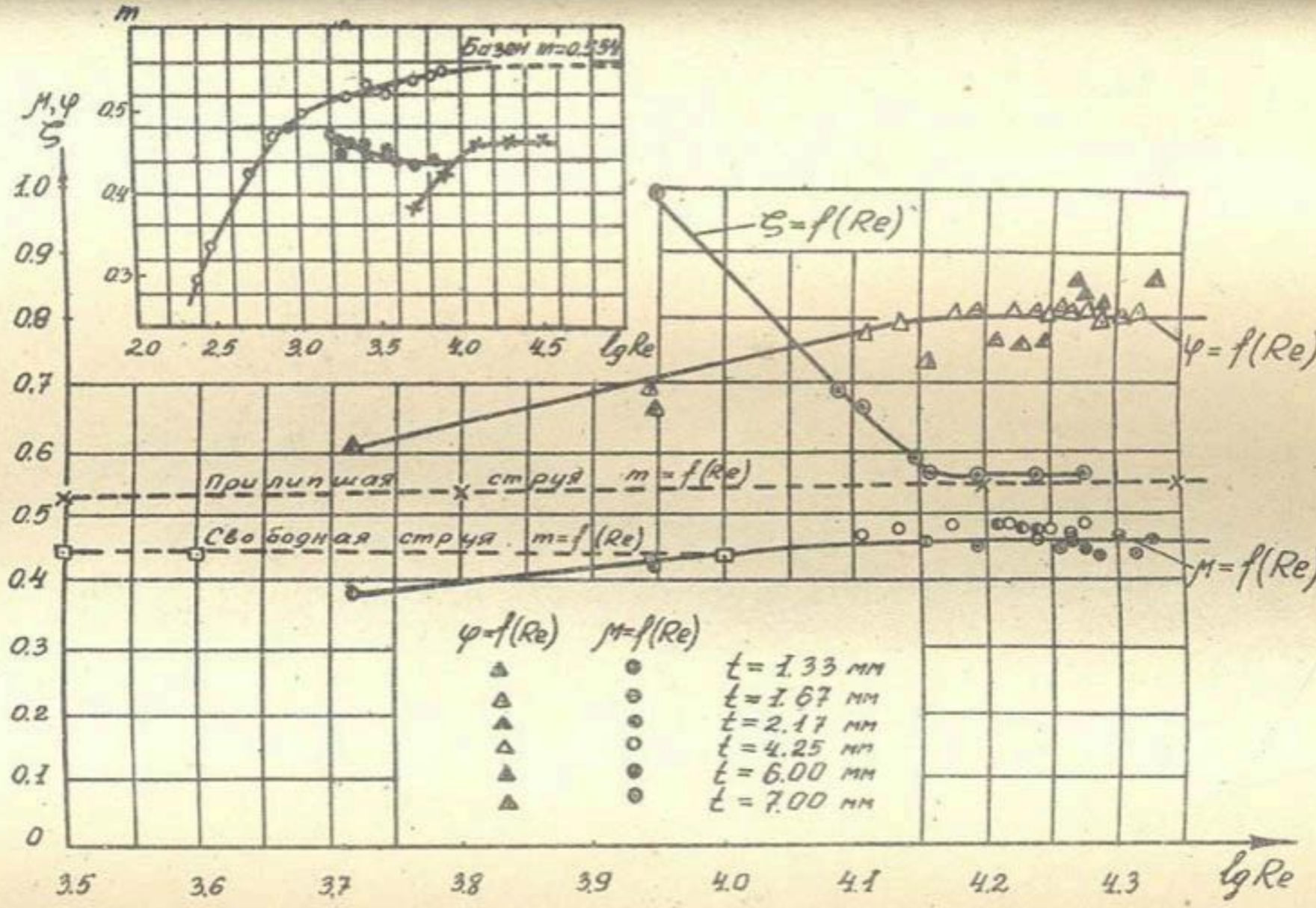


Рис.3. Зависимость коэффициентов μ, φ, ζ от числа Re

Опыты А.Г.Аверкиева o—o прилипшая струя; •—• свободная струя;

Опыты Л.З.Кравченко ×—× кольцевая струя

Изменения коэффициентов расхода μ и скорости φ носят одинаковый характер. Из этого следует, что начиная с R_e =I5000 наступает автомодельность, при $R_e < 15000$ закон изменения $\varphi = f(R_e)$ и $\mu = f(R_e)$ находится в зависимости от чисел Рейнольдса. На исследуемой модели числа R_e переходной зоны были получены для открытий затвора t_2 равных I,33; I,50; 2,I7 мм.

Сопоставление наших данных с опытными результатами А.Г.Аверкиева носит несколько условный характер, поскольку наши эксперименты проводились для истечения воды через кольцевое отверстие, а А.Г.Аверкиева - для случая перелива через водослив с тонкой стенкой. Однако значения R_{eq} в обоих случаях имеют один порядок (см.рис. 3).

Таким образом, при моделировании гидравлических затворов, работающих при больших колебаниях напоров, для обеспечения автомодельности необходимо обеспечить на модели минимально допустимое число Рейнольдса, превышающее I5000.

Литература

I. ИЗБАШ С.В. О работе Эсканда "Теоретическое и экспериментальное исследование подобия тяжелых несжимаемых жидкостей", "Изв.ВНИИГ",т.I,Л.,I93I.

2. ИДЕЛЬЧИК И.Е. Гидравлические сопротивления, М.-Л., Госэнергоиздат, I954.

3. ЛЕВИ И.И. Моделирование гидравлических явлений, Изд-во "Энергия", Л., I967.

Д.Ш.АБДУЛЛАЕВ

ПРИРОДНЫЕ УСЛОВИЯ РЕК УЗБЕКИСТАНА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИХ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОГО И ХОЗЯЙСТВЕННО-ПИТЬЕВОГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ

Проблемы промышленного и хозяйственно-питьевого водозабора разработаны довольно детально.

Однако во всех работах, освещающих эти проблемы, авторы акцентируют внимание на особенностях и характеристиках водоприемных устройств, разработанных применительно к природным условиям рек Сибири, южной и средней полосы европейской части СССР, где конструктивные решения водозаборов определяются главным образом условиями их нормальной работы в зимний период года, когда шуголедовые явления вызывают существенные затруднения при заборе воды из источника.

Реки Средней Азии, в отличие от рек Сибири и европейской части, характеризуются своеобразием стока, насыщенностью потоков наносами, неустойчивостью русел, особенностью зимнего режима и т.п. Поэтому механически переносить конструктивные решения, выводы, данные исследований по водозабору для промышленных и хозяйственно-питьевых нужд, полученные для других зон, в условия Средней Азии не следует.

Узбекистан является основной хлопковой базой Советского Союза и благодаря богатейшим залежам природных ископаемых и газа имеет благоприятные условия для развития цветной металлургии, газовой, нефтяной, угольной, алюминиевой, химической промышленности. Поэтому проблема водоснабжения отраслей промышленности и сельского

хозяйства в Узбекистане приобретает важное значение.

Однако водные ресурсы Узбекистана ограничены и определяются главным образом стоком крупных бассейнов Амударьи и Сырдарьи, составляют (по году 50% обеспеченности) всего II8,9 км^3 в год. Из них на долю бассейна Амударьи приходится 73,2 км^3.

В отделе водоснабжения и охраны водных источников САНИИРИ сделаны расчеты водопотребления на промышленные и бытовые нужды в целом по Узбекистану[I]. Расчеты выполнены с учетом развития промышленности и градостроительства к I970 г.

Данные табл.I характеризуют перспективный рост водопотребления из поверхностных источников водоснабжения за период с I963 по I970 г. *[5]*.

Таблица I

Год	Суммарное водопотребление, км^3/год		
	на бытовые нужды	на промышленные нужды	всего
I963	0,I8	0,24	0,42
I970	0,43	I,73	2,2

Специфические особенности и характеристики источников водоснабжения, условия эксплуатации и другие технологические процессы водозабора, должны предшествовать выбору и проектированию водозаборных сооружений.

Вопрос о выборе рационального типа водозабора для промышленных и хозяйственно-питьевых нужд связан

I Проработки произведены в I963 г. под руководством А.П.Орловой.

со следующими задачами:

I) нахождение наиболее приемлемой конструкции;

2) установление требований к конструкции, условий ее эксплуатации и показателей с учетом характеристик и свойств источников водоснабжения.

Первая задача связана с рассмотрением классификации конструктивных решений водозаборных сооружений, принципа их работы, преимуществ и недостатков, а также оптимальных гидравлических и конструктивных параметров водозабора; вторая - с отличительными особенностями, характеристиками и свойствами источников водоснабжения конкретной зоны проектирования водозаборных сооружений.

Ниже рассматриваются обе задачи для некоторых поверхностных источников Узбекистана.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ПРИМЕРНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ВОДОЗАБОРОВ

Совокупность инженерных сооружений, устройств и оборудования, предназначенных для забора природной воды, очистки и подачи ее к местам потребления, называется водозаборным комплексом сооружений промышленного и хозяйственно-питьевого водоснабжения.

В практике водоснабжения используется много различных по конструкции водозаборных сооружений [8], основные типы которых применительно к поверхностным источникам приведены в табл.2.

Таблица 2

Типы водозаборных сооружений	Условия применения
Береговой водозабор раздельного типа (рис.Iа)	а) Высокий, достаточно крутой берег; б) наличие у берега глубин, обеспечивающих нормальное положение водоприемных окон; в) значительные колебания горизонтов воды
Береговой водозабор совмещенного типа (рис.Iб)	Условия те же, что и у раздельного типа, но при наличии благоприятных геологических условий
Русловой водоприемник (рис.2):	
а) с самотечными линиями;	а) Наличие широкой поймы и пологого берега; б) отсутствие достаточных глубин у берега; в) загрязненность воды у берега
б) с сифонными линиями	а) Широкая и высокозатопляемая пойма; б) тяжелые геологические условия для прокладки самотечных линий при глубоком заложении
Ковшевой водозабор:	
а) с верховым входом воды;	При большом количестве наносов и незначительной шугоносности реки

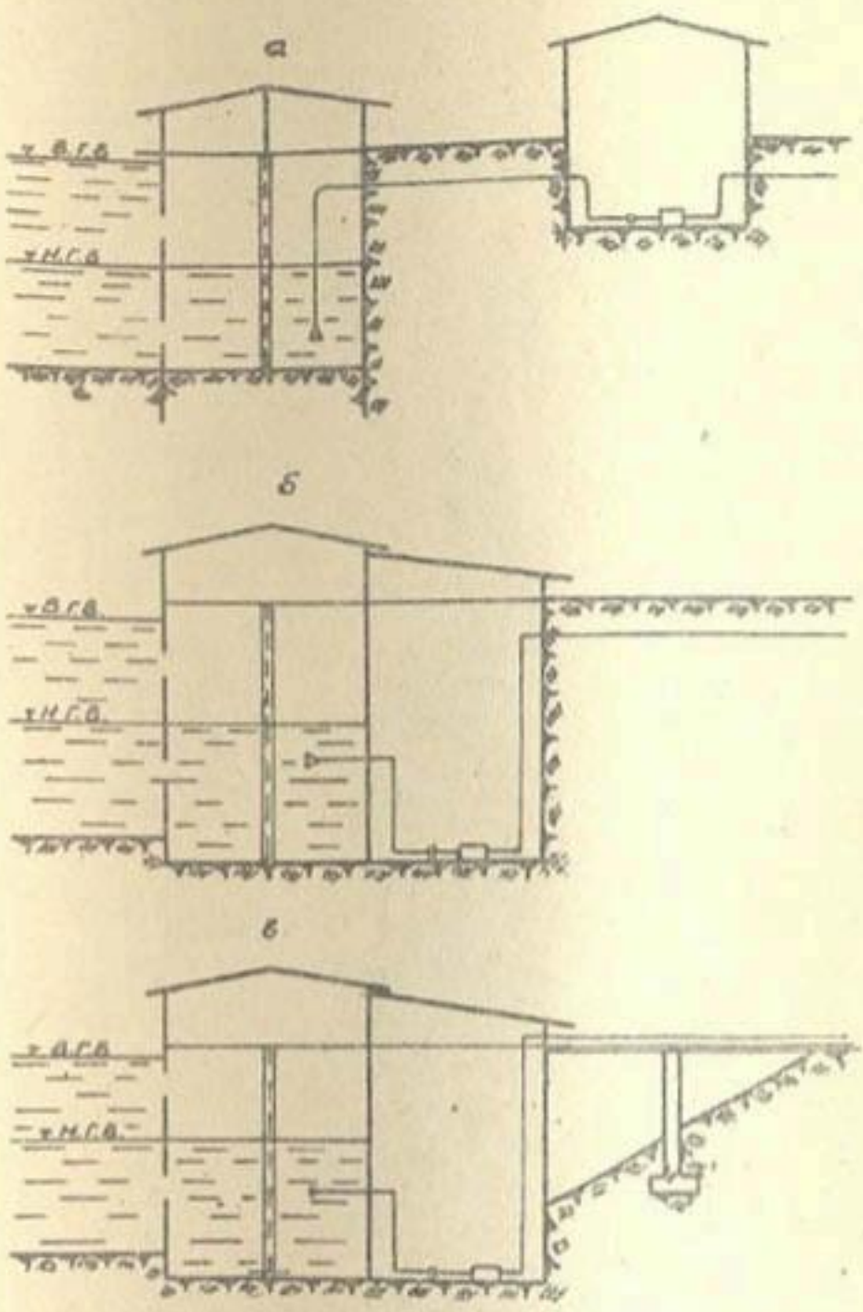


Рис. I.

Схемы берегового водозабора: а - раздельного типа; б - совмещенного типа; в -крибного типа.

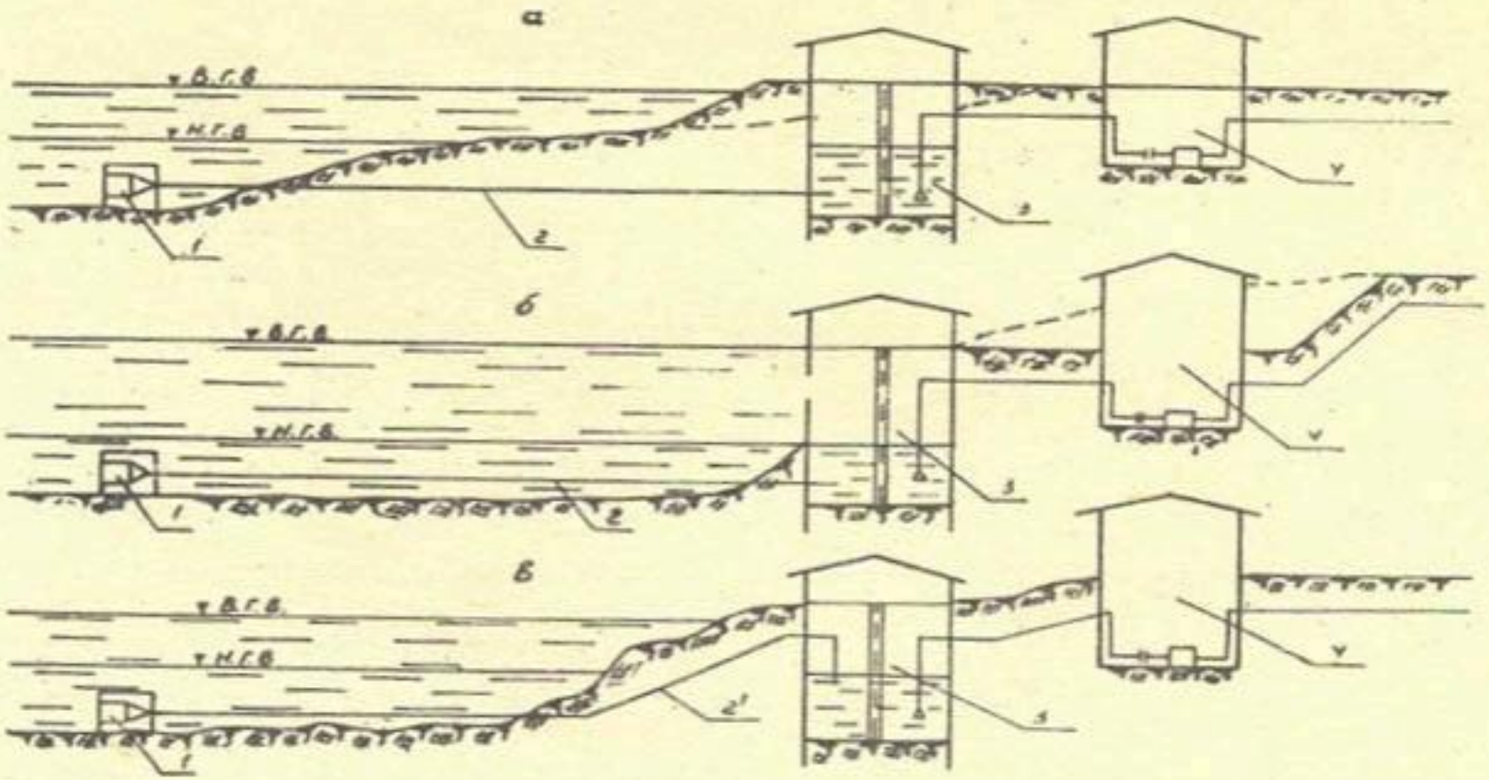


Рис.2. Схемы водоприемников руслового типа
I– оголовок, 2– самотечный водовод, 2 – всасывающий водовод,
3– береговой колодец, 4– насосная станция.

б) с низовым входом воды;	При большой шугоносности и незначительных наносах
в) с самопромывающимся входом	При большой шугоносности и значительных наносах
Инфильтрационные:	
а) горизонтальные;	При незначительной глубине залегания водоносных слоев и малых их мощностях (до 5 м)
б) вертикальные;	В случае залегания водоносного пласта на значительной глубине (более 5-6 м) и при большой его мощности
ь) лучевые	В случае необходимости обеспечения максимального захвата фильтрующих вод данного участка
Плавучие и передвижные водозаборы	При временных системах водоснабжения и больших колебаниях горизонтов воды в реке

Эти сооружения должны соответствовать эксплуатационным, конструктивно-строительным и технико-экономическим требованиям и условиям, согласно действующим нормативным материалам. Основным требованием, предъявляемым к такого рода водозаборам, является бесперебойное обеспечение подачи необходимого количества и качества воды [7].

Расчетная обеспеченность расходов и уровней воды для водозаборов промышленного и хозяйственно-питьевого водоснабжения принимаются по табл.3 из работы [7].

Таблица 3

Сооружения и требуемая степень бесперебойности водоподачи	Класс	Водообеспеченность в %	
		максимальная	минимальная
Водозаборное сооружение крупных и особо важных водопроводов, не допускающих временного перерыва или снижения водоподачи	I	0,5	97
Обычные водозаборы капитального типа, позволяющие кратковременное снижение водоподачи:			
а) в металлургической, нефтеперерабатывающей, химической промышленности и крупных энергосистемах	II	I	95
б) в угольной, горнорудной, нефтедобывающей промышленности, а также для хозяйственно-питьевого водоснабжения	III	2	90
Облегченные водозаборы, допускающие кратковременные перерывы водоподачи при водоснабжении мелких предприятий и поселков	IУ	3	80
Временные водозаборы	У	5–10	75

ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ВОДОСНАБЖЕНИЯ УЗБЕКИСТАНА. ПРИМЕРЫ ВОДОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ

В качестве источников водоснабжения, используемых для промышленных и хозяйственно-питьевых нужд в Узбекистане, служат реки, каналы, пресные линзы фильтрующих вод, родники и подземные воды слабой минерализации.

Использование подземных вод для водоснабжения по сравнению с поверхностными источниками имеет ряд преимуществ. Подземные воды более высокого качества. Работа водозаборов из таких источников характеризуется отсутствием неблагоприятных явлений: шуголедовых, биологических обрастаний приемных отверстий, необходимости борьбы с наносами и т.д. Однако запасы подземных вод на территории Средней Азии распределены неравномерно, в большинстве случаев, сильно минерализованы, а также возможны случаи истощаемости их запасов, обусловленные прежде всего назначительностью мощности водоносных слоев.

Реки Средней Азии зарождаются главным образом в высоких областях и питаются за счет таяния снегов, ледников, подземных вод. В.Л.Шульц [9] на основе климатических и гидрологических особенностей дает следующую классификацию рек Средней Азии:

I) реки, берущие начало в зоне вечных снегов и ледников, характеризующиеся сильно растянутыми, обычно невысокими половодьями, наибольшим стоком вод в июле-августе;

2) водотоки, зарождающиеся в невысоких горах и питающиеся в основном за счет таяния сезонных снегов, отличающиеся ранним прохождением гребня половодья (март-май) и более резкими колебаниями годового стока;

3) реки, берущие начало в самых низких ярусах гор, имеющие снежно-дождевое питание и характеризующиеся прохождением в течение коротких отрезков времени, огромного количества воды, обычно обильно насыщенной наносами (селевые потоки).

Реки, выходя на равнинную часть, отчасти теряют свои воды на орошение, фильтрацию, испарение и, постепенно иссякая, часто заканчиваются слепыми устьями. Только Амударья, Сырдарья, Или достигают наиболее значительных бессточных водоемов - Аральского моря и оз. Балхаш. Дальнейшее развитие орошения, водоснабжения, обводнения может в недалеком будущем привести к тому, что и эти реки также станут безустьевыми.

Осуществление непосредственного забора воды, в частности для промышленных и хозяйственно-питьевых нужд, из равнинных рек, особенно из Амударьи, затруднено. Вследствие специфичности природных условий эта река на равнинном участке характеризуется:

а) блужданием русла,

б) явлением "дейгиша",

в) содержанием значительного количества взвешенных наносов, мелкопесчаных и илистых фракций,

г) большим колебанием горизонта воды,

д) образованием в зимний период в низовье ледяного покрова толщиной до 40-50 см,

е) образованием ледозаторов в период весеннего ледохода.

Обычно при непосредственном заборе воды из Амударьи устраивают водозабор с многоголовым подводящим каналом. Например, для водоснабжения г. Термеза устроен водозабор в виде многоголового подводящего канала, из которого вода подается на очистные сооружения насосными

установками. Другим объектом, который возводится в нижней части Амударьи, является водозаборное сооружение для дробильно-сортировочного завода, располагаемого вблизи г.Джумуртау. Это сооружение запроектировано на устойчивом берегу, на участке выклинивания скальных пород. В горизонтальной поперечной плоскости поток способен перемещаться на расстояние до 600 м от места устройства водозабора, поэтому запроектирован подводящий и отводящий каналы к водозабору, в плане представляющие параболу (рис.3).

Для речной системы Средней Азии характерна разветвленная сеть ирригационных каналов, по которым стоки из рек распределяются по сети орошаемых массивов.

Каналы Средней Азии предназначены главным образом для орошения. В зависимости от этой цели устанавливается их водный режим и порядок эксплуатации. Так, в зимний период, когда полив не производится, в каналы прекращают доступ воды и производят очистку русел от наносов. Поэтому при выборе схемы и конструкции водозаборных сооружений возникает необходимость учета режима работы канала, определяющегося гидрологическими особенностями источника питания, режимом эксплуатации и особенностями устройства головных сооружений канала, а также графиком водоподачи и водопотребления.

Поскольку реки Средней Азии несут большое количество наносов, то при отсутствии на головном сооружении отстойников вместе с водой в каналы поступает значительное количество наносов. Осаждение их зависит от транспортирующей способности потока. Многолетние наблюдения С.Х.Абальянца [1], И.И.Горошкова, Н.А.Вознесенского [3] и других за режимом потока и наносов магистральных каналов показывают, что несмотря на головной забор осветлен-

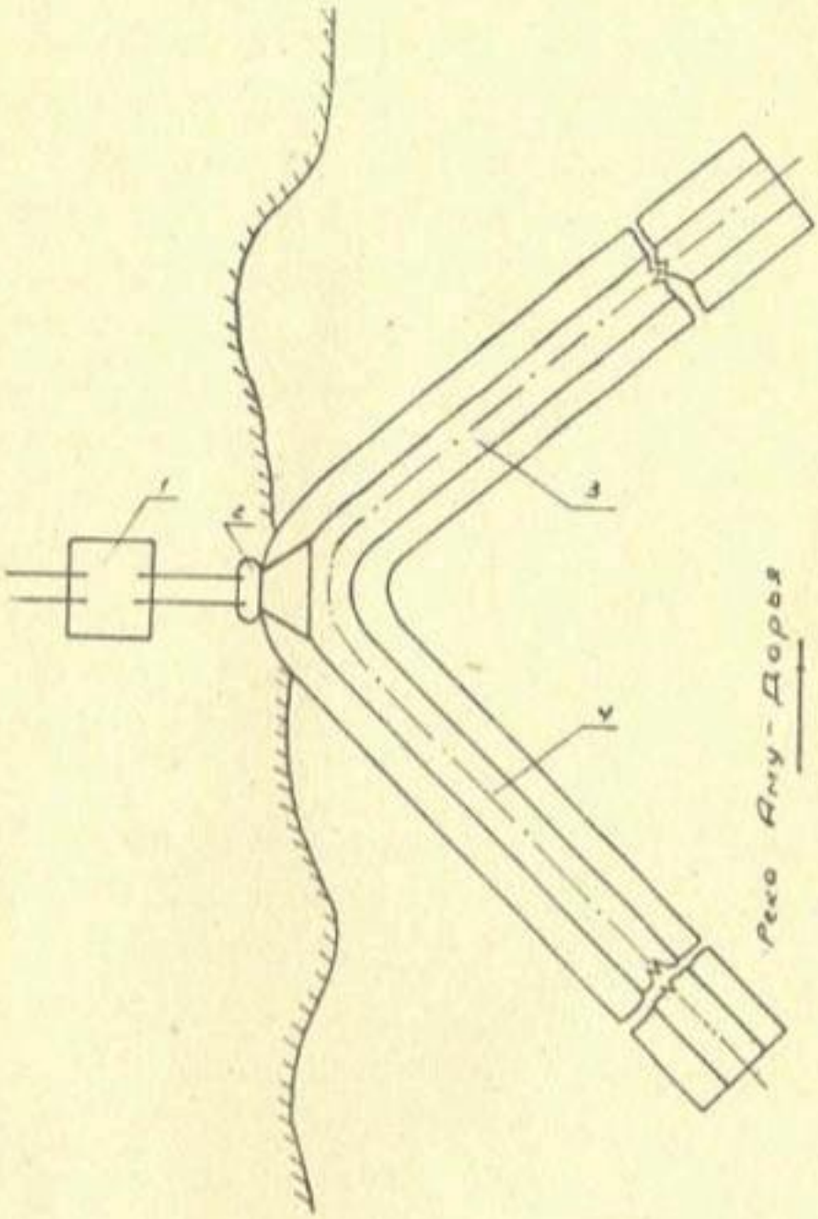


Рис.3.

Схема водозабора из р. Амударьи

I -насосная станция, 2 -водоприемный колодец, 3 -отводящий канал, 4 - подводящий канал.

ной воды, в них происходит значительное отложение гальки, песка, ила и т.п. Попадание наносов в каналы происходит в результате ветровых заносов, осыпей откосов, смыва грунта в местах стеснения потока и глубоких выемок с крутыми откосами, вынужденных сбросов в канал внешних паводковых и селевых потоков. Крупные наносы при больших скоростях потока (0,8 м/сек и более) перемещаются в придонном слое и заносятся в оголовки распределительных трубопроводов [3]. Здесь поступившие наносы могут образовать местные отложения, которые нарушают работу водозабора и в некоторых случаях могут привести к полному прекращению водоподачи.

В определенных климатических зонах Средней Азии в зимний период в канале может образоваться ледостав и внутриводный лед. Поэтому при проектировании водоприемных устройств на каналах необходимо учесть местные особенности, которые могут вызвать значительные затруднения при водозаборе.

Кроме того, для питьевых целей часто используют воды пресных линз, образующихся в зоне канала вследствие фильтрации из него воды. Эти воды оттесняют сильно минерализованные грунтовые воды, располагающиеся на глубине 1-3 м. Вода пресных линз обладает рядом преимуществ в качественном отношении перед водами поверхностных источников и по степени минерализации близка к подземным водам.

Например, жители г.Ургенча (УзССР) круглый год пользуются водой из пресной линзы, образовавшейся в зоне оросительного канала Шават, хотя канал работает в течение 8 месяцев в году [2].

Основной недостаток такого рода источников - незначительность запасов. Они не могут удовлетворить потребность в воде крупных населенных пунктов и промышленных объектов.

С целью установления причин, вызывающих поступление большого количества наносов в водоводы, нами было обследовано водоприемное устройство Северного Ферганского канала (С.Ф.К.), предназначенного для водоснабжения г.Намангана. Северный Ферганский канал берет начало из р.Нарын.

Климатические условия в данном районе таковы,что в зимний период ледяной покров в канале образуется редко и достигает не более 3-5 см и не затрудняет условия забора воды.

При водозаборе из р.Нарын в С.Ф.К. вместе с водой поступает большое количество взвешенных наносов. В створе водозабора в течение всего вегетационного периода наблюдается большая мутность, а в отдельные дни паводкового периода она достигает 9,5 кг/м^3. Чистая вода поступает в канал в течение 3 зимних месяцев, когда доступ воды из р.Нарын в С.Ф.К. прекращается.

Поверхностный водозабор берегового типа (рис.4) размещен на левой стороне прямолинейного участка русла С.Ф.К. Перед водоприемными отверстиями трубчатого типа устроено небольшое уширение в виде кармана,расположенного под углом 90^0 к направлению потока в канале. Дно у водоприемных отверстий находится на одной отметке с дном С.Ф.К., что создает условия для беспрепятственного поступления в них донных наносов. В "кармане" водоприемника наблюдается следующая картина:

I) движение потока неустановившееся;

2) у низового борта кармана движение части потока винтообразное, обусловленное местным повышением свободной поверхности, а следовательно, и давлением;

3) винтовое течение потока у бортовой части направлено в сторону водоприемных отверстий, что способ-

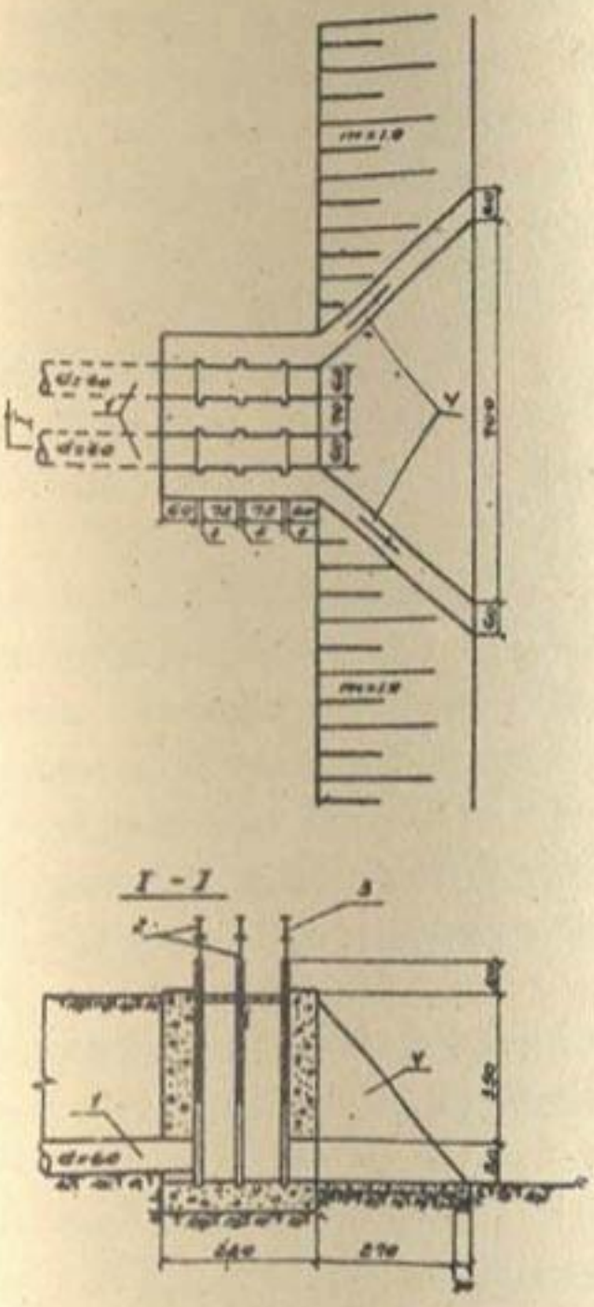


Рис.4. Водоприемный оголовок берегового типа

I- самотечные водоводы, 2- щитовые затворы, 3- входные решетки, 4- бетонные стенки.

ствует подсосу к ним наносов;

4) в остальной части "кармана" наблюдается значительный общий водоворот, который создает водообмен между массой воды и движущимся потоком.

Все это является причиной завлечения в приемные отверстия значительного количества донных наносов, максимальная крупность которых достигает 50 мм.

Нами обследованы также водозаборные сооружения на каналах, расположенных на территории Кара-Калпакии, предназначенные для водоснабжения г.Нукуса и Тахиаташской ГРЭС.

Запасы грунтовых вод распределяются по территории Кара-Калпакии весьма неравномерно и в большинстве случаев сильно минерализованы, а пресные линзы фильтрующихся вод вдоль магистральных каналов характеризуются незначительными запасами, поэтому здесь в качестве источников водоснабжения в основном используются воды крупных оросительных каналов, питаемых из нижней части Амударьи.

В качестве источника водоснабжения существующего водопровода г.Нукуса используется канал Кызкеткен.

Существующие водозаборные и очистные сооружения включают:

а) насосную станцию I-го подъема, осуществляющую забор воды из канала Кызкеткен;

б) три горизонтальных отстойника размерами 20х80 м и глубиной 3-4 м;

в) насосную станцию 2-го подъема, оборудованную насосами 5НДВ и 8НДВ.

Канал Кызкеткен является крупным отводом из р.Амударьи. При водозаборе из реки в канал вместе с водой поступает значительное количество взвешенных наносов, мелкопесчаных и илистых фракций. Мутность воды в створе водо-

забора водопровода очень мало отличается от речной. Максимальная величина ее в паводок составляет 6,5 кг/м^3, а в меженный период – I кг/м^3. Поэтому при заборе воды для водоснабжения возникает необходимость предварительного ее осветления. Предназначенные для этих целей горизонтальные отстойники быстро заиляются (приблизительно за 6–8 месяцев их эксплуатации). Отсутствие в отстойниках земснарядов весьма затрудняет выполнение работ по очистке их от наносов. В пределах рассматриваемого участка канал имеет габариты: В = 25÷30 м, m = I÷I,5 и h =3,5 м. Максимальная пропускная способность его в вегетационный период I50 ÷ I60 м^3/сек.

С ноября по январь поступление воды в канал происходит за счет воды, просочившейся через неплотности щитов головного сооружения, и выклинивающихся линз пресных подземных вод из бортов канала (накопившихся в вегетационный период), расход которых составляет 8÷I0 м^3/сек. В это время наблюдается образование ледяного покрова толщиной до 40–50 см.

Весной под воздействием воды, поступающей в канал из Амударьи, происходит постепенное оттаивание и разрушение ледяного покрова и всплывание его на поверхность. При этом в суженных участках канала (в местах мостовых переходов и т.д.) могут образоваться слабые ледозаторы.

Канал Кызкеткен служит также источником водоснабжения и для вновь строящихся водозаборных и очистных сооружений, в состав которых входит:

а) насосная станция берегового типа, предназначенная для забора воды из канала;

б) три горизонтальных отстойника размерами 20х80 м с откосами m = I÷I,5 (из них два построено);

в) насосная станция I-го подъема, подающая воду

из отстойников на фильтрационную станцию;

г) резервуары чистой воды;

д) насосная станция 2-го подъема (для подачи воды в сеть потребителя).

Существующий водопровод в г.Тахиаташе не имеет своего водозаборного сооружения. Осветленная вода отбирается от водовода Тахиаташской ГРЭС и затем поступает на очистные сооружения.

Источник водоснабжения Тахиаташской ГРЭС - канал им.В.И.Ленина, который является крупным отводом из Амударьи. В местах водозабора для водоснабжения канал имеет габариты: B = 20÷25 м, m = I÷I,5 и h =3,0÷3,5 м. Максимальная пропускная способность его в паводок составляет 85-90 $м^3$/сек, минимальная в зимний период - 7-8 $м^3$/сек. В зимний период канал имеет такой же режим, как канал Кызкеткен.

В состав существующих водозаборных сооружений Тахиаташской ГРЭС входит:

а) открытый отвод из канала (под углом 90^0 к течению потока);

б) водоприемник берегового типа;

в) приемная камера насосной станции I-го подъема;

г) насосная станция I-го подъема, осуществляющая подачу воды в отстойники;

д) два горизонтальных отстойника размерами 25xI00 м m = I,5 и h = 3,0-3,5 м (с земснарядом в каждом);

е) приемная камера насосной станции для осветленной воды;

ж) насосная станция, подающая осветленную воду к ГРЭС по двум водоводам.

Эта схема водоснабжения для условий Кара-Калпакии наиболее приемлема в отношении бесперебойности водоснабжения. Однако работа открытого отвода затрудняется излишней заносимостью наносами вследствие существования у входной части режима водообмена между массами отводимого потока и потока самого канала. Кроме того, возникает необходимость выполнения берегоукрепительных работ у входной части и по всей длине отвода. Поэтому, видимо, целесообразнее было бы отвод воды из канала осуществлять закрытыми трубами, оборудованными в месте забора воды водоприемным оголовком и снабженными конструктивными элементами, которые позволили бы обеспечить защиту приемных отверстий от донных наносов.

Выводы

I. В настоящее время в республиках Средней Азии возводятся новые промышленные центры, развивается водоснабжение городов и сел, осваиваются новые земельные массивы, обводняются пустынные зоны, что обусловливает увеличение потребности в качественной воде. Запасы же подземных вод слабой минерализации, качественно отвечающих требованиям водоснабжения, не могут полностью удовлетворить возросшую потребность в такой воде.

Поэтому остро встает вопрос о необходимости значительного использования для водоснабжения поверхностных источников. Это требует усовершенствования существующих и разработки новых типов водозаборных сооружений и устройств, наиболее полно отвечающих современным требованиям с учетом условий конкретных зон их применения, проведения специальных исследований и решения задач водохозяйственного проектирования, строительства и эксплуатации.

2. Санитарно-гигиенические исследования последних лет (САНИИРИ, филиал ВНИИ ВОДГЕО и др.) показали, что в Узбекистане весьма неудовлетворительно обстоит дело с охраной водных ресурсов как поверхностных, так и подземных вод. Эти источники загрязняются сточными водами промышленных и коммунальных хозяйств и орошаемого земледелия. Поэтому наряду с учетом климатических, гидрологических и других особенностей рек Средней Азии при проектировании водозаборов для водоснабжения уделить особое внимание борьбе с загрязнением вод.

3. Основным недостатком большинства построенных водозаборов из рек и каналов Узбекистана является ненадежность их работы в отношении бесперебойности водоснабжения, объясняемая недостаточным учетом особенностей, характеристик и свойств режима работы источников (климатических, гидрологических и др.), недостаточностью опыта проектирования, строительства и эксплуатации водозаборов, отсутствием специальных исследований и обоснованных нормативных материалов по проектированию водоприемных устройств для рассматриваемых условий.

4. Механический перенос типовых решений водозаборов из практики исследований, проектирования, строительства и эксплуатации водоснабжения Сибири, средней и южной полосы европейской части СССР в условиях Средней Азии недопустим. Необходим творческий подход, новые проработки для получения типовых решений водозаборов в новых условиях их применения.

5. По данным анализа проектных материалов и эксплуатации можно сделать вывод о рациональности применения для водоснабжения некоторых типов водозаборов из поверхностных источников в условиях Средней Азии:

а) в большинстве случаев на реках и каналах Сред-

ней Азии водозаборы, имеющие затопленные водоприемные оголовки с самотечными или сифонными линиями водоводов, малопригодны. Эти сооружения применяются редко из-за неустойчивости русел водотоков, значительности амплитуд колебания горизонтов воды в них, содержания большого количества наносов, своеобразия зимнего режима;

б) в условиях Средней Азии на поверхностных источниках водоснабжения ковшевые водозаборы еще не получили необходимого применения, хотя с точки зрения обеспечения надежности водоснабжения этот тип сооружения весьма перспективен, особенно в схемах водоснабжения для крупных промышленных и коммунальных объектов с использованием крупных рек в качестве водоисточников. Современные конструкции водоприемных ковшей, в отличие от традиционных типов, могут активно воздействовать на поток и его русло в местах водозабора и улучшать местные условия отвода воды из реки [4]. Поэтому необходимы исследования по установлению возможности применения водоприемных ковшей для условий Средней Азии, в основном предназначенных для предотвращения поступления донных наносов и осаждения поступающей вместе с водой взвеси;

в) не нашли еще должного применения в условиях Средней Азии водозаборы инфильтрационного типа, хотя они имеют ряд преимуществ перед другими сооружениями.

В связи с возведением в последние годы ряда водохранилищ в Средней Азии и появлением эффективного метода декольматации зернистых грунтов на значительных площадях, в частности с применением затопленных несвободных струй [6], появляются широкие возможности использования инфильтрационных водозаборов при наличии благоприятных геологических и других условий;

г) береговые водозаборные сооружения, предназначенные для приема воды из рек и каналов, наиболее широко распространены в Средней Азии. Однако основным недостатком этого типа водоприемников является отсутствие эффективных средств борьбы с захватом наносов. С этой точки зрения необходимы разработки конструктивных элементов, направленных на улучшение местных условий у водоприемных отверстий, и специальные исследования их;

д) должное применение могут получить конструкции горизонтальных или вертикальных водозаборов инфильтрационного типа из пресных линз фильтрующихся вод через периметры поперечного сечения канала. Ширина этих линз обычно достигает 20-100 м. Но такие источники водоснабжения характеризуются незначительными запасами, поэтому их можно использовать главным образом при незначительном водопотреблении, например в животноводстве.

Таким образом, для рек равнинных участков можно предложить следующие схемы водоснабжения:

1) при непосредственном водозаборе из Амударьи целесообразно применение конструкции забора воды, имеющей подводящие многоголовные каналы, питающие водой водоприемные отверстия сооружений берегового типа;

2) при заборе воды из каналов - устройство водоприемников берегового типа, дополненных конструктивными элементами, улучшающими местные условия у водозабора (борьба с наносами), с подачей забранной воды к отстойникам, но без водоемов запаса воды на зиму;

3) то же самое - с устройством как отстойника, так и водоемов запаса воды на зиму;

4) при заборе воды из рек и водохранилищ - устройство водозаборов инфильтрационного типа в случае благоприятных геологических и других условий;

5) при заборе воды из рек и крупных каналов – устройство комбинированного водозабора (водозабора из поверхностного источника и инфильтрационного водозабора из линз пресных фильтрующих вод).

Литература

I. Абальянц С.Х. Движение взвесей в открытых потоках, Труды САНИИРИ, вып.96, Ташкент, I958.
2. Бондарь Ф.Н., Ереснов Н.В., Семенов С.И., Суров И.Е. Специальные водозаборные сооружения, М., Госстройиздат, I963.
3. Вознесенский Н.А. Донные струенаправляющие устройства на оросительных каналах, М., Изд-во "Колос", I967.
4. Образовский А.С. О компоновке водоприемных ковшей усовершенствованных типов. Информационный выпуск по обмену опытом в строительном проектировании, серия 2, вып.38, М., I967.
5. Орлова А.П. О перспективе развития водоснабжения в Узбекской ССР и о мероприятиях по охране некоторых водотоков, "Вопросы гидротехники", вып.I4, Ташкент, Изд-во АН УзССР, I963.
6. Порядин А.Ф. Исследование возможностей декольматации зернистых грунтов с применением затопленных несвободных водяных струй, Автореферат канд.дисс., Новосибирск, I966.
7. СНИП П-Г-3-62. Водоснабжение, М., Промстройиздат, I963.
8. Справочник по водоснабжению и канализации, М., Госстройиздат, I960.
9. Шульц В.Л. Реки Средней Азии, ч.I, Л., Гидрострой-издат, I963.

Е.В.ЖИЛИН

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОБРАБОТКИ КИНО И ФОТОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА

Проблема теоретического изучения турбулентности чрезвычайно сложна и еще очень далека от разрешения. Поэтому исследования турбулентных потоков проводятся главным образом экспериментальным путем. При этом опытные данные способствуют развитию теории, определяют методику решения теоретических задач, а теоретические исследования, наоборот, направляют эксперимент.

На основе опытных данных и некоторых теоретических построений предложено большое число расчетных приемов и формул, являющихся в основном математическим выражением результатов экспериментов, позволяющих с той или иной степенью точности определять основные параметры гидротранспортирования.

Следует заметить, что предложенные приемы расчета и формулы, как и всякие экспериментальные зависимости, справедливы только для тех условий, для которых они получены. Достоверность же зависит от качества и объема экспериментального материала, от методики обработки опытных данных, а также от теоретических предпосылок и надлежащего анализа предложенных взаимосвязей основных параметров. Поэтому нужна единая теория - теория взвесенесущих потоков, которая обобщила бы многочисленные опытные данные и позволила с достаточной точностью вычислять такие необходимые для расчета напорного гидротранспорта параметры, как гидравлические сопротивления, критические скорости и т.д.

Одним из основных факторов успешного создания теории взвесенесущих потоков является изучение их турбулент-

ности. Существует ряд исследований, связанных с определением транспортирующей способности потока. Для одновременного получения наибольшего числа различных характеристик турбулентности водного потока широко применяется фотоэлектрический метод, позволяющий с большой точностью определять пульсацию скоростей, ее вертикальные и горизонтальные составляющие.

Измерения пульсации локальным методом, как правило, вносят некоторые искажения в скоростное поле потока, несмотря на усовершенствование приборов и применение специальных методов обработки.

Измерения скоростей без искажения скоростного поля, по существу, возможно провести лишь методом визуализации потока, так как введение в него очень малых, но отчетливо видимых частиц с удельным весом, равным удельному весу жидкости, и фиксация движения частиц при помощи кино и фотосъемки дают, несомненно, полную и точную картину скоростного поля. В работах [2], [4], [5], [3] показано, что фотоэлектрический метод дает вполне надежные результаты.

Кроме того, при этом методе возможно производить замер скорости не в одной точке, а на определенной длине, включающей при необходимости всю глубину потока. Таким образом, можно выявить кинематическую структуру потока, обусловливаемую характером распределения скоростей по его сечению и особенностью их пульсации.

Однако метод фотосъемки имеет один большой недостаток - трудоемкость статистической обработки. Каждый отснятый кадр представляет собой совокупность штрихов, число которых зависит от методики проведения исследований. При обработке опытов глубина снимаемого потока делится по вертикали на несколько одинаковых секторов.

В пределах каждого из них ведется выбор траекторий скорости. Результаты вычисления, осредненные по малому объему сектора, относят к его центру. Таким путем можно определить как средние местные скорости, так и среднеквадратичные отклонения. По одновременным значениям пульсации скорости в различных точках потока возможно вычислить коэффициенты корреляции, характеризующие статистическую связанность пульсаций. Наконец, рассматривая последовательные положения одной и той же частицы, можно установить и корреляцию скорости вдоль траектории. Для того, чтобы получить конечные результаты, надо умножить число снимков на количество частиц, зафиксированных на кадре. Таким образом, нетрудно представить себе те колоссальные объемы работ, которые необходимо выполнить.

Поэтому вопрос осуществления автоматизации процессов расшифровки кино и фотолент имеет первостепенное значение.

В задачу наших работ входило изучение вертикальной пульсационной скорости, нашедшей практическое отражение в расчетной зависимости по определению критической скорости потока [I]. Спектры скоростей мы снимали в трех створах потока на модели, представляющей собой трубу прямоугольного сечения (5 х 5 см), выполненную из органического стекла. Длина исследуемой части модели 2 м.

В качестве индикаторов применяли алюминиевую пудру и шарики из полимеров диаметром I,5 мм. Меняя состав полимеров, получали индикаторы с удельным весом I,0–I,4 г/см^3.

Для каждого изучаемого режима последовательно в трех сечениях снимали две пленки (50–60 снимков). Всего сделано 3500–4000 снимков. Такое количество необходимо для статистического анализа, который в настоящее время выполняется.

Съемку осуществляли фотоаппаратом "Зенит-3М" с системой удлинительных колец. Расстояние от объектива до плоскости съемки 26 см.

Отснятые кадры, увеличенные в 20-25 раз, через покадровый проектор типа "ЛЭТИ" проектировали на матовый экран дешифратора (рис.I), на котором происходило преобразование метрических координат в электрический сигнал.

На экране дешифратора был смонтирован механизм чертежной рейсшины с координатником для наводки. По вертикали и горизонтали экран оконтурили константановой проволокой определенного омического сопротивления, образующей реохорд. По ней двигался токосъемный ролик, механически связанный с рейсшиной. Передвигая координатник вдоль траектории мгновенных скоростей потока и наводя его на исследуемую точку (начало штриха и ее конец), снимали определенное значение напряжения на токосъемниках, пропорциональное по оси абсцисс -X и по оси ординат У. В момент наведения координатника оператор выдавал два электрических сигнала (X,У) на вторичный прибор -электронно-цифрорегистрирующее устройство (ЭЦР-I)[x]. Подача сигналов вертикальной и горизонтальной составляющими (X,У) мгновенной скорости, выраженной через определенное напряжение, осуществлялась с пульта управления дешифратора при помощи кнопки, которая запускала реле P_I (рис.2). Выдача сигналов X,У отмечалась сигнальными лампочками.

В процессе обработки и систематизации фотоленты необходимо кадр разбивать на определенное количество отсеков, относя все исследуемые точки к одному из них. Аналогично следует поступать с экраном дешифратора, причем каждому из его отсеков должно соответствовать определенное сопротивление в виде контактов (ширина их равна ширине отсеков), установленных в верхней части экрана.

---

x) Электронно-цифрорегистрирующее устройство (ЭЦР-I) серийно выпускается Рязанским заводом счетно-аналитических машин.

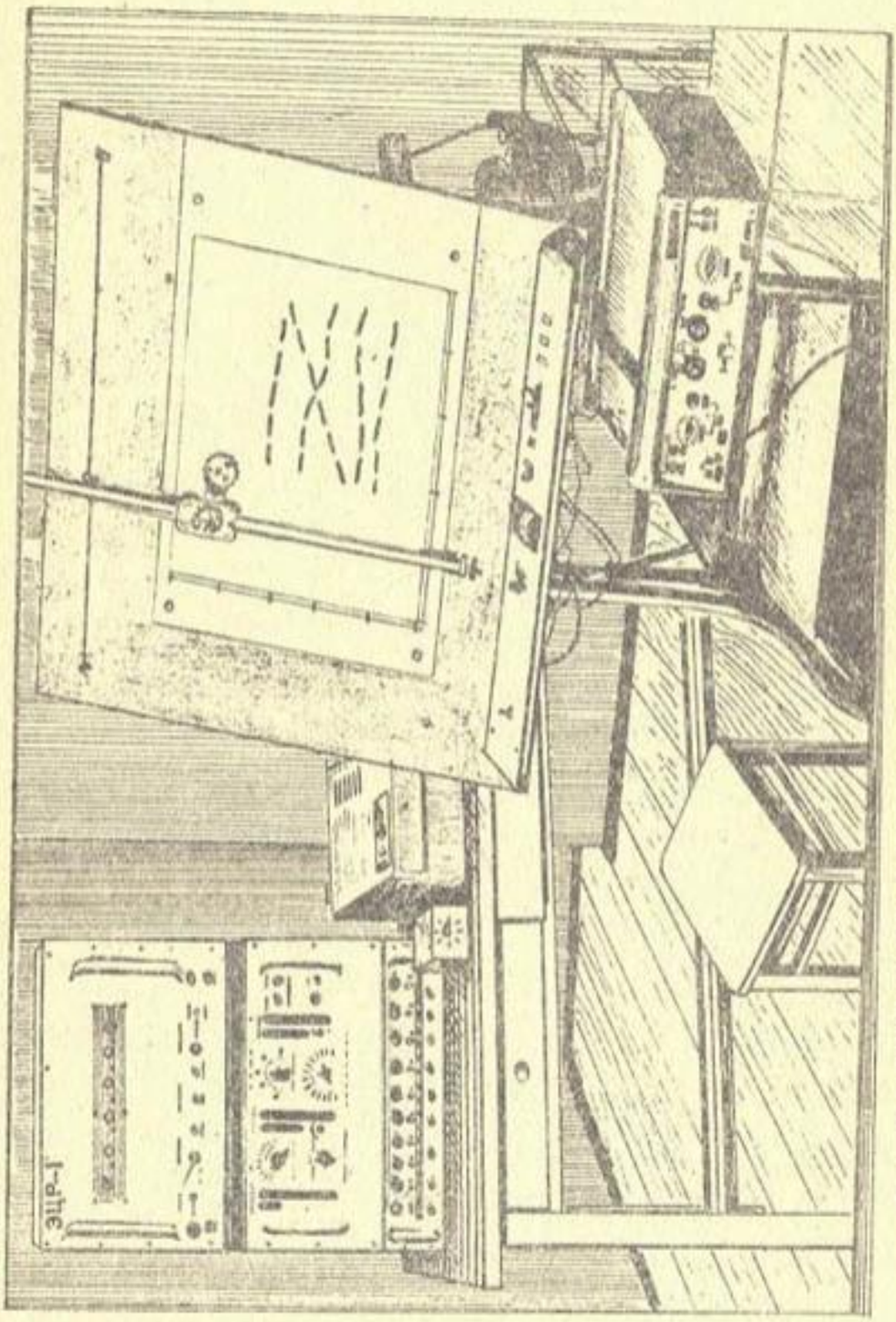


Рис.I. Общий вид установки дешифрации и регистрации координат.

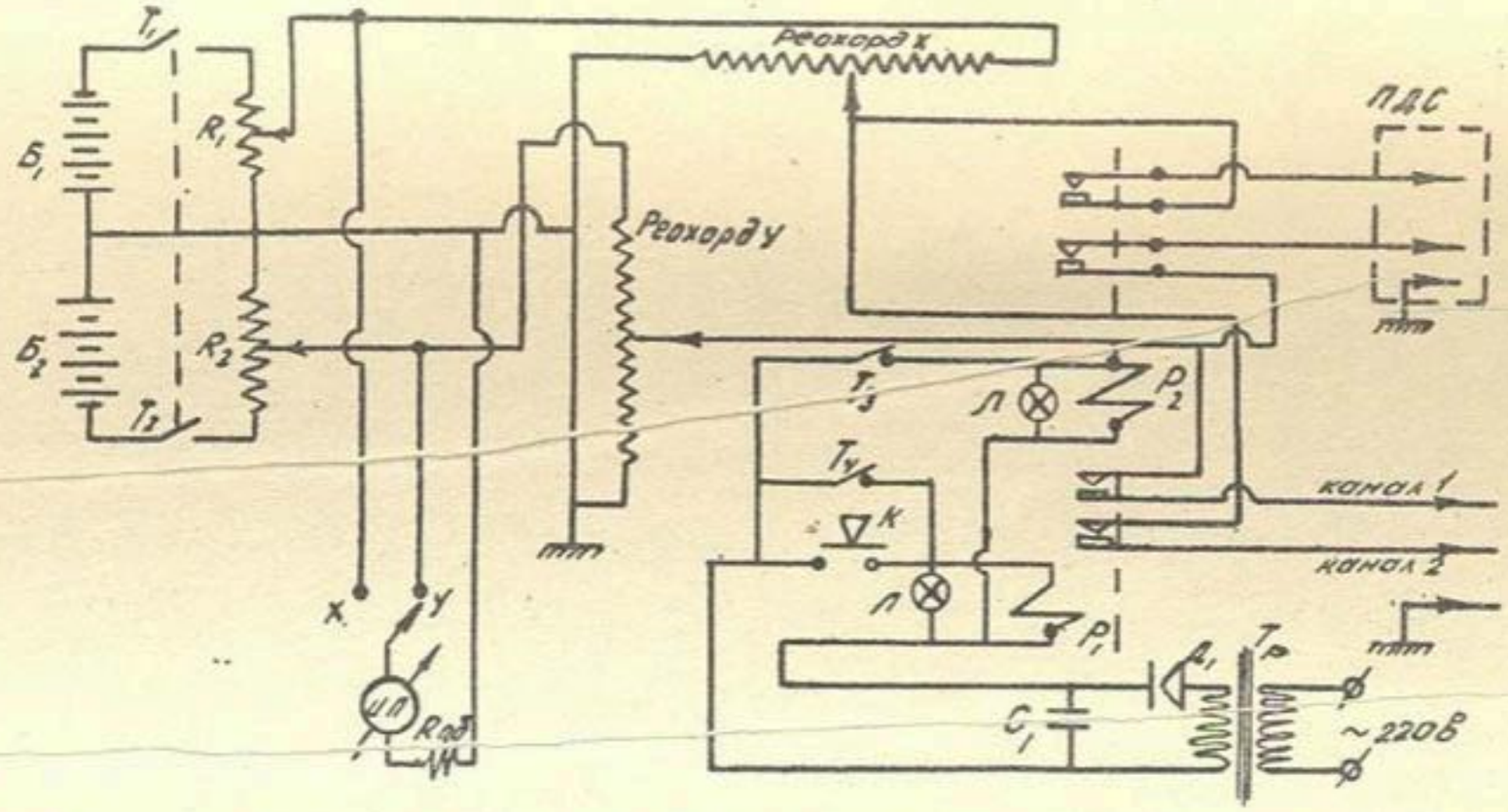


Рис.2. Схема преобразователя координат точки в электрический сигнал: $Б_I$,$Б_2$ – аккумуляторы питания; R_I,R_2 – реостаты настройки нуля по X и У; ИП – контроль напряжения на концах реохордов; T_I,T_2 – включение дешифратора; T_3,T_4 – включение ЭЛР-I и ПДС-02I; T_p – трансформатор 220/I2в, служащий для питания реле P_I,P_2.

При движении координатника в горизонтальном направлении дополнительная щетка на рейсшине скользит по контактам. На каждом из них напряжение пропорционально номеру отсека. Таким образом, на выходе дешифратора имеются сигнал X,У и сигнал номера отсека.

Управление дешифратором сведено на единый пульт, где смонтированы тумблера питания, измерительный прибор (вольтметр), сигнальные лампочки, кнопка "Выдача сигналов X,У", регулятор масштабов.

Питание дешифратора осуществлялось от двух 12-вольтных аккумуляторов, являющихся высокостабильным источником при постоянной нагрузке.

Электрические сигналы с дешифратора принимает устройство ЭЦР-I, которое преобразует входное (измеряемое) напряжение в число импульсов, пропорциональное величине этого напряжения.

ЭЦР-I состоит из 20-канального цифропечатающего вольтметра, блока питания, печатающей приставки и обеспечивает измерение и регистрацию напряжения постоянного тока обеих полярностей в пределах от 0,0016 до 999,86. Полярность напряжения определяется автоматически;так же осуществляется и выбор предела измерения.

Электронный коммутатор автоматически перебрасывает вход цифропечатающего вольтметра попеременно на координаты X и У, одновременно фиксируя номер отсека. Регистрация цифровых данных координат производится ЭЦР-I в виде оттисков цифр на бумажной ленте в десятичном коде, необходимом для непосредственного чтения координат, или в двойном, нужном для ввода в счетную машину.

Каждые четыре строки отделяются от последующих двойным интервалом. Первые две цифры в строке означают

номер канала (отсека), третья и четвертая – время, пятая-порядок числа (предел измерения), далее идет знак и результат измеряемого напряжения. Образец печати информации показан на рис.3.

```
01326 + 3,456
01323 - 1,213
02416 + 5,124
02413 - 4,152

03546 + 0,312
03543 - 1,450
05116 + 2,051
05113 - 4,011
```

рис.3.

После прогонки всего отснятого материала через дешифратор мы составляли программу для окончательной обработки полученных данных на счетно-вычислительной машине. В нашем случае она состояла из следующих элементарных математических операций:

1. $M_{ср} = \frac{\Sigma M_i}{N_i}$ – средняя длина траектории для i-го сектора,

где M_i – длина траекторий отдельной частицы (шарика);
N_i – число траекторий для i-го сектора.

2. $M'_i = M_i - M_{ср}$ – пульсационное отклонение продольной проекции траектории.

3. $y_{ср} = \frac{\Sigma y_i}{N_i}$ – средняя величина вертикальной проекции для i-го сектора,

здесь y_i – вертикальная проекция траектории.

4. $y' = y_i - y_{ср}$ – пульсационное отклонение вертикальной составляющей.

5. $v = \frac{y_i}{\tau}$ – проекция пульсационной скорости,

где τ – время, за которое полимерный шарик проходит свою траекторию.

Так, расшифровка одного опыта показала, что вертикальная составляющая почти не изменяется по высоте потока и для данных условий колеблется в пределах 0,058 - -0,060.

При необходимости в комплект дешифратора вводят двухкоординатный самописец ПДС-021, назначение которого автоматически переписывать график с проекционного экрана дешифратора. Такой график позволяет визуально наблюдать за всей траекторией движения шарика.

Таким образом, описанная система автоматизации процессов расшифровки кино и фотолент при исследованиях структуры водного потока дает возможность свести весь процесс расшифровки к наводке одним оператором координатника на исследуемую точку и составлению программы для счетно-аналитических машин.

Литература

1. АБАЛЬЯНЦ С.Х. Движение взвесей в открытых потоках, Труды Среднеазиатского научно-исследовательского института ирригации, вып.96, Ташкент, 1958
2. МИНСКИЙ Е.М. Турбулентность руслового потока, М., Гидрометиздат, 1952.
3. НИКИТИН И.К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области, Киев, Изд-во АН УССР, 1963.
4. ФИДМАН Б.А. Применение высокоскоростной киносъемки к исследованию поля скоростей турбулентного потока, М., Изд-во АН СССР, серия геофиз, № 2, т.XII, 1948.
5. ФОМИЧЕВ М.С. Исследование гидродинамических характеристик потока в области отогнанного прыжка, Сб. "Вопросы гидравлики сооружений", вып.6, М., Изд-во АН СССР, 1953.

А.А.ТУМАНОВ

НЕКОТОРЫЕ РУСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМУДАРЬИ[I]

На устойчивых участках рек взаимосвязь между руслом и потоком имеет довольно стабильный характер, что позволяет установить ряд необходимых закономерностей. Для рек с блуждающим руслом, например Амударьи, установление таких закономерностей чрезвычайно затруднительно.

Амударья отличается исключительным непостоянством русла, обусловленным высокими скоростями течения и легко размываемым материалом ложа. Поэтому здесь нет закономерного чередования плесов и перекатов (подобно устойчивым русловым формам) и интенсивность как боковой, так и глубинной эрозии весьма высока. В настоящей работе сделана попытка на основе анализа натурных данных выявить некоторые факторы, определяющие интенсивность русловых деформаций на Амударье.

Русло, принимая относительно устойчивую форму, сохраняет определенные для данного потока морфометрические и кинематические характеристики. Рассмотрим некоторые параметры для условно устойчивого русла, в котором размыв и наращивание берегов происходит в определенной закономерности в течение длительного периода.

Для характеристики живого сечения потока [7] вводим следующие безразмерные универсальные параметры:

$$\alpha_h = \frac{h_{ср}}{h_{max}}; \quad \alpha_B = \frac{h_{ср}}{B},$$

где

$h_{ср}$ – средняя глубина живого сечения;
h_{max} – максимальная глубина сечения;
B – ширина по урезу.

I Работа выполнена под научным руководством проф.С.Х.Абальянца.

Диапазон колебаний значений α_h и $\alpha_в$ позволяет судить о степени влияния русла любой формы на характер движения жидкости, однако он не дает достаточного представления о взаимосвязи потока и русла. Для более полной характеристики в работе [7] приведен ряд универсальных параметров; в состав одного из них входит безразмерный коэффициент

$$K_z = \frac{v}{v_{max}},$$

где

v_{max} – максимальная осредненная на вертикали скорость;

v – средняя скорость по сечению.

В дальнейшем для удобства нашего изложения будут фигурировать следующие обратные величины:

$$K_h = \frac{h_{max}}{h_{ср}} \quad (1) \qquad K_v = \frac{v_{max}}{v_{ср}} \quad (2)$$

По данным [7] величина K_h меняется в пределах от 1,25 до 2,3, в среднем составляя 1,51 для различных рек СССР. Для уточнения этого параметра мы обработали данные устойчивого русла по одному гидрометрическому створу.

С увеличением расхода от 173 м^3/сек до 1413 м^3/сек значения K_h, заключенные в наблюдаемых пределах уменьшаются от 1,79 до 1,35 (рис.1); осредненное значение сохраняется равным 1,5.

Величина второго параметра K_v [7], принимается от 1,33 до 2,0, в зависимости от характера русла и поймы реки. При этом большее значение K_v отвечает условиям малых горных рек с высокой кинетичностью потока. Что касается устойчивых русловых формаций, то обработкой тех же приводимых данных [7] по тому же створу и году была по-

лучена величина K_v = I,5. И в данном случае с возрастанием расхода от I,72 до I,28 K_v падает. Средняя величина - I,46.

Неустойчивые размываемые русла сильно развиты в ширину, изобилуют побочнями, отмелями и в период межени разделяются на рукава. Рельеф дна Амударьи чрезвычайно неровен, и, поэтому трудно установить взаимосвязь между максимальными и средними глубинами и скоростями.

Изучая ряд поперечников по гидрометрическому створу Чатлы, можно отметить частое несовпадение линии максимальных глубин с линией максимальных скоростей и смещение последней в сторону.

Характеристиками руслового процесса для условий Амударьи [I] служат названные выше параметры. Величина отношения максимальной глубины к средней по сечению, согласно выборочным данным, принимается равной I,5. Указанное значение совпадает с данными [7] для устойчивых русел.

Величина отношения максимальной (средней по вертикали) скорости течения к средней по сечению [I] равна I,8, в то время как по данным [7] она в среднем равна I,46 (теоретическое I,3I).

Подобное расхождение объясняется значительным контрастом (между максимальной и средней скоростями), вызванным высокой "извилистостью профиля" Амударьи в поперечном и продольном направлениях.

Для уточнения вышеуказанных зависимостей автор настоящей статьи обработал натурные гидрометрические наблюдения по р.Амударье. Исходные значения расходов, скоростей, глубин и мутностей взяты по створу Чатлы, расположенному на характерном участке русла при наиболее полных данных за многолетний период наблюдений. Исходя

из среднемноголетнего расхода, весь период разбит условно на три группы лет: многоводных с $\bar{Q}_{год} > 1500$ м^3/сек, средних по водности с $1000 < \bar{Q}_{год} \leq 1500$ м^3/сек, маловодных с $\bar{Q}_{год} < 1000$ м^3/сек.

В свою очередь каждая группа лет разбивалась на подгруппы замеренных единичных расходов с градацией подгрупп через 500 м^3/сек. Площади живых сечений определялись планиметрированием, средние глубины - по известным гидрометрическим зависимостям.

Анализируя полученные значения K_h по 300 поперечникам створа Чатлы (1953-1960 гг.), можно отметить, что диапазоны колебаний выражения (I) выше, чем для устойчивых русел, но общая закономерность падения K_h с увеличением расхода сохраняется. Это объясняется выравниванием при увеличении расходов средней глубины потока за счет постепенного размыва отмелей, побочней и донных гряд наносов. Глубинами потока они, как бы "нивелируются", сглаживается контраст между максимальной и средней.

В многоводные годы наблюдаются гораздо меньшие скачки K_h, поскольку в таких условиях форма русла в виде распластанной параболы наиболее устойчива, а уширенные участки характеризуются большим постоянством средних глубин. Величина данного параметра увеличивается при межени в связи с характерной для этого периода ковшеобразной либо треугольной формой русла.

Неравномерность распределения глубин и непостоянство гидравлических элементов в различные по водности годы обнаруживается варьированием параметра K_h, значения которого для многоводных лет находятся между 1,73-2,36, средних - 1,55-2,62, маловодных 1,6-2,98, составляя в среднем 1,97. Полученные величины нанесены на график зависимости $K_h = f(Q)$ (рис.I), после чего проведены верх-

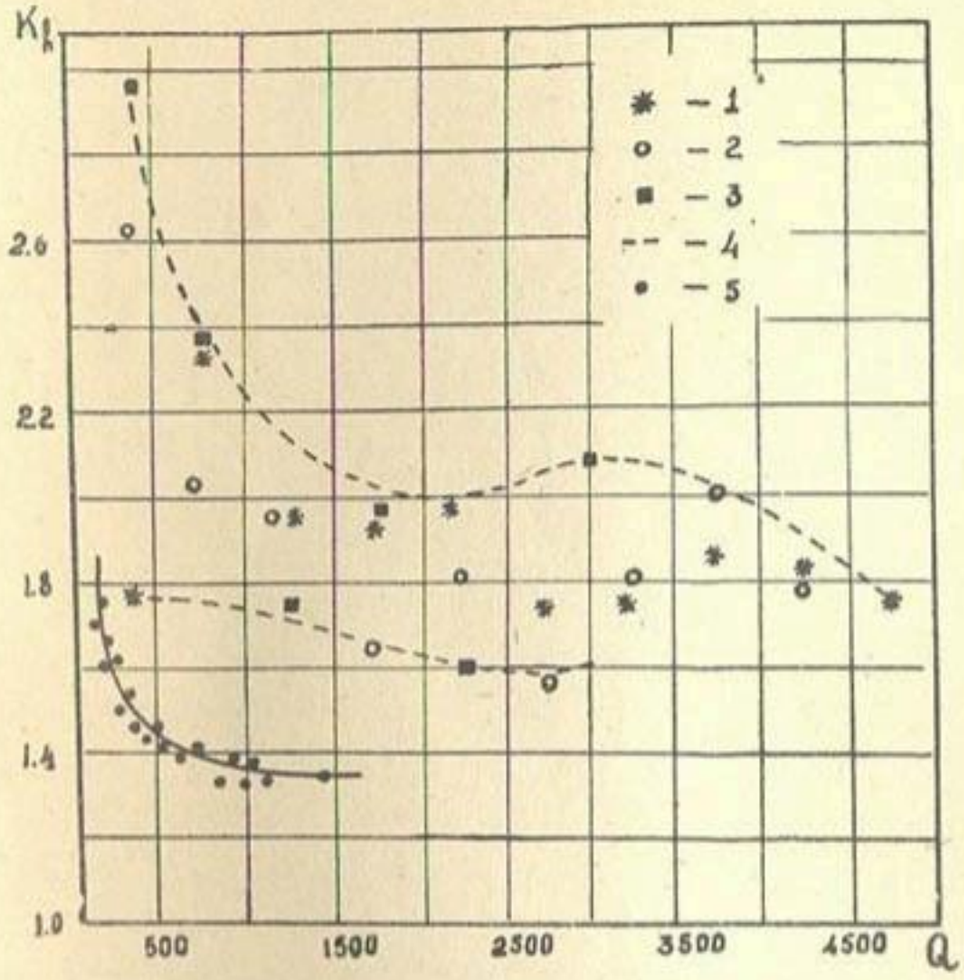


Рис.I. График зависимости $K_h = f(Q)$: I– точки многоводных лет; 2– точки средних по водности лет; 3– точки маловодных лет; 4 – огибающие поля точек; 5 –точки зависимости K_h для устойчивого русла.

няя и нижняя огибающие поля точек.

Для сравнения на графике нанесены данные устойчивого русла [7]. Сравнивая графики видим насколько указанное соотношение выше на Амударье, да и сам характер графиков совершенно иной. Разброс точек для устойчивого русла невелик, и характер обратной зависимости Q и K_h прослеживается очень четко. На Амударье указанная зависимость в целом сохраняется, но разброс точек гораздо интенсивнее; наблюдаются резкие спады и подъемы. При этом прослеживается любопытная особенность: в зависимости от водности года различен характер взаимосвязи Q и K_h.

Так, для многоводных лет с увеличением Q наблюдается первоначально подъем значений K_h с достижением максимума для расхода порядка 2000-2500 м^3/сек, а затем спад. То же характерно и для средних по водности лет, но с соответствующим смещением пика в сторону меньших расходов.

Методика получения значений второго параметра K_v аналогична. Полученные величины нанесены на график $K_v = f(Q)$ (рис.2) с построением верхней и нижней огибающих поля точек. В целом наблюдается снижение значений K_v при увеличении расхода, однако в зависимости от водоносности года (как и в предыдущем случае) это происходит по-разному.

Следует отметить приблизительно одинаковую амплитуду колебаний значений выражения (2) при различном характере расположения точек. Для многоводных лет с увеличением расхода сначала наблюдается рост величины K_v, достигающей максимума при расходах 2000-2500 м^3/сек, а затем начинается спад. Первоначальное увеличение значений $\frac{v_{max}}{v_{ср}}$ (2) происходит вследствие нарастания контраста между скоростями стрежня и всего многорукавного русла.

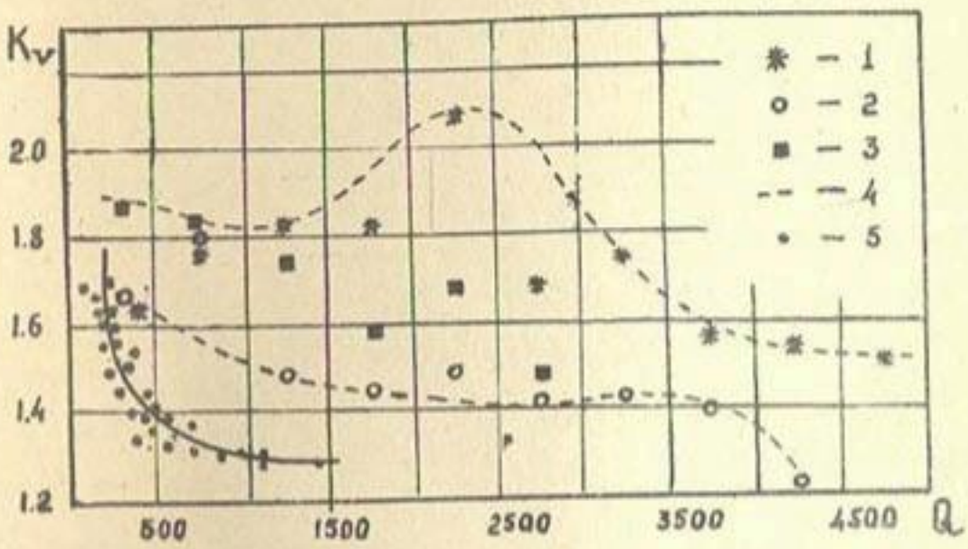


Рис.2. Совмещенный график зависимости $K_v = f(Q)$:
I– точки многоводных лет; 2– точки средних по водности лет; 3– точки маловодных лет; 4– огибающие поля точек; 5– точки зависимости K_v для устойчивого русла.

Последующее нарастание расхода способствует более интенсивному размыву мелей, донных гряд и т.д., приводящих к выравниванию скоростей и гидравлических элементов по сечению.

В средние по водности годы картина в целом остается прежней, но пик значений K_v соответственно смещается и приходится на расходы порядка 800-1300 м^3/сек. Более высокие, но в то же время кратковременные расходы не могут вызвать столь широкого фронта потока, как в предыдущем случае. Что касается маловодных лет, то здесь отсутствует подобный скачок значений K_v при нарастании расходов. С увеличением расхода (май, июнь, июль) русло постепенно приобретает параболическую форму с уменьшением максимальных глубин и осреднением скоростей по сечению.

Анализируя гидрограф р.Амударьи по данным створа Чатлы за период 1936-1962 гг.,можно видеть, что интенсивный размыв берегов, известный под названием "дейгиш", чаще всего проявляется именно в маловодные годы.Наиболее интенсивный дейгиш наблюдался: в Термезе в 1957 г., Аму-Каракуле - 1961 г., Таш-Саке - 1961 г., Аму-Каракуле - 1962 г.

Характерно, что в эти годы среднегодовой расход составлял 1000 м^3/сек. Из многолетних наблюдений выделяется 1936 г., когда интенсивный смыв берега произошел в районе Турткуля, при этом среднегодовой расход составил свыше 1500 м^3/сек.

Однако в данном случае трудно судить о начале дейгиша, поскольку отсутствуют данные предыдущих лет наблюдений, можно лишь предположить, что наиболее опасными с точки зрения проявления дейгиша следует считать маловодные годы с $\bar{Q}_{год} < 1000$ м^3/сек.Этот вывод согласуется с приведенными выше данными о характере изменения

максимальных и средних глубин, а также максимальных и средних скоростей потока, в зависимости от расхода. Чаще всего дейгиш проявляется в период нарастания или спада паводковых расходов.

По мнению ряда авторов [I - 3] в первом случае основная причина смыва берега - поперечный свал потока; во втором - интенсивность свала потока незначительна, но при спаде уровня воды в реке возникает движение фильтрационного потока.

Рассмотренные выше зависимости (I) и (2) в какой-то мере характеризуют возможность проявления дейгиша. Так, для условий многоводных и частично средних по водности лет, характеризующихся высокими и довольно устойчивыми по времени расходами, явление поперечного свала проявляется слабее. В маловодные годы значительнее влияние побочней и мелей, создающих концентрацию расхода под углом к берегу. В связи с этим изучение параметров K_h и K_v приобретает особый интерес.

Русловый поток, сваливаясь к берегу, размывает его с интенсивностью пропорциональной интенсивности выноса продуктов размыва. Вынос продуктов размыва можно приближенно определить по следующей зависимости [I]:

$$q_r = D \cdot e \cdot \sin\alpha \frac{v_{max}^3 - v_{ср}^3}{\omega} \cdot v_{max},$$

где

e - коэффициент, учитывающий неполное использование транспортирующей способности потока;

D - коэффициент, равный 0,026;

α - угол свала потока;

ω - ср. гидравлическая крупность продуктов размыва;

v_{max} - максимальная скорость потока;

$v_{ср}$ - средняя скорость потока.

Приведем это выражение к виду:

$$q_T = C_v\, v_{max}\,(v_{max}^3 - v_{cp}^3),$$

где

$$C_v = \frac{D \cdot e \cdot \sin\alpha}{\omega},$$

а

$$v_{max}\left(v_{max}^3 - v_{cp}^3\right)$$

является скоростной характеристикой интенсивности бокового размыва в результате свала потока. Делением этой величины на v_{cp}^4 получим безразмерное выражение

$$D_v = \frac{v_{max}}{v_{cp}}\left(\frac{v_{max}^3}{v_{cp}^3} - 1\right), \qquad (3)$$

представляющее собой характеристику бокового размыва, отнесенную к скорости размыва, I м/сек.

Глубина размыва при этом может быть определена из зависимости

$$H_p = h_{max}\left[1 + \frac{\sin\alpha}{K + \sqrt{1 + (\beta m)^2}}\left(\frac{v_{max}}{v_{cp}} - 1\right)\right] \quad [1]$$

где

h_{max} - глубина потока на подходе к размываемому участку;

m - заложение откоса;

β - коэффициент меньший единицы;

α - угол свала потока;

K - тангенс угла растекания струи;

v_{max} - максимальная скорость подхода потока;

v_{cp} - средняя скорость потока.

$$\frac{H_p - h_{max}}{h_{cp}} = C_h \frac{h_{max}}{h_{cp}}\left(\frac{v_{max}}{v_{cp}} - 1\right) = C_h \cdot D_h\,; \qquad (4)$$

где

$$C_h = \frac{\sin\alpha}{K + \sqrt{1 + (\beta m)^2}}$$

включает независимые элементы русла, а D_h - безразмерный параметр, характеризующий интенсивность размыва, отнесенную к одному метру глубины. Таким образом, оба параметра, дополняя друг друга, дают безразмерные коэффициенты интенсивности русловых деформаций.

Проанализируем характер изменения величин этих параметров в зависимости от расхода для устойчивых русловых форм и сравним полученные значения с Амударьинскими. Исходные данные по устойчивому руслу взяты для того же створа и года, что и в случае (I) и (2), для Амударьи - по тому же створу Чатлы. Методика обработки сохранена прежней. Снижение значений D_h и D_v при увеличении паводковых расходов объясняется уменьшением разницы между h_{max} и $h_{ср}$, v_{max} и $v_{ср}$ вследствие выхода потока на пойму. При этом отсутствуют местные концентрации высоких погонных расходов, вызывающие, как правило, возникновение больших глубин. Абсолютные величины D_h и особенно D_v довольно высоки при малых расходах, однако транспортирующая способность потока незначительна. А поскольку русло сложено слаборазмываемыми материалами, интенсификация боковой и глубинной эрозии в основном сводится к переформированию перекатов.

Что касается Амударьи, то в этом случае общая тенденция снижения D_h и D_v с увеличением расхода сохраняется, однако амплитуда колебаний значительно выше. Разница в величине амплитуды значений D_v в зависимости от водности года незначительна, значения D_h отличаются довольно сильно.

В маловодные годы диапазон колебаний значений D_h составляет I,0 - I,92, в средние по водности 0,68-I,97 и в маловодные 0,4I-2,65. Что касается величин D_v, то они соответственно изменяются от 3,75 до I2,3 в много-

водные годы, 2,66–9,64 в средние по водности и 3,57–-II,8 в маловодные.

Указанное обстоятельство может служить показателем различной интенсивности разработки русла по глубине в различные по водоносности годы, в то время как интенсивность боковой эрозии существенно не меняется. Сравнивая амплитуды значений D_h и D_v Амударьи с теми же параметрами устойчивого русла, обнаруживаем значительную разницу в величине показателя интенсивности русловых деформаций.

В устойчивом русле величина $D_h = 0,4 \div I,2$, в то время как на Амударье для того же диапазона расходов $D_h = 0,8 \div 2,0$. Значения D_v устойчивого русла в пределах $I,5 \div 7,0$; на Амударье $D_v = 6 \div I2$ (для того же диапазона расходов). Как видно из приведенных данных, интенсивность русловых деформаций на Амударье в несколько раз выше.

Возвратимся к выражениям (I) и (2), входящим как составная часть в (3) и (4). В графиках зависимости $K_h = f(Q)$ и $K_v = f(Q)$ обращает на себя внимание характерный пик значений, что прослеживается и для зависимостей $D_h = f(Q)$ и $D_v = f(Q)$.

При этом пик значений величин, характеризующих интенсивность размыва по глубине, т.е. (I) и (3) захватывает больший диапазон расходов (800–2500 м^3/сек), чем (2) и (4) (I500–2500 м^3/сек) интенсивности бокового размыва, характеристиками которой служат указанные зависимости. В означенных диапазонах расходов, по-видимому будут наблюдаться максимальные величины глубины и интенсивности бокового размыва.

Средние величины $K_h = 2,0$ и $K_v = I,8$, что превышает значения этих параметров в устойчивых руслах.

Величины параметров $K_v \approx 1{,}8$; $K_h \approx 2{,}0$ для условий Амударьи равны, а в некоторых случаях даже выше величин аналогичных параметров, полученных Г.Н.Хмаладзе для горных рек Грузии [7]. Это свидетельствует об огромной эрозионной способности Амударьи.

Поскольку максимальные значения деформаций русла колеблются в определенных диапазонах расходов, появляется возможность выявить некий расчетный расход. Как видно из приведенных данных (рис.3,4), за расчетный расход следует принимать не максимальный паводковый, а расход, отвечающий рекомендуемым средним значениям K_v и K_h.

По графикам этим значениям соответствуют расходы 2250-2500 $м^3$/сек, имеющие около 20% обеспеченности.

Выводы

1. Явление дейгиша на Амударье чаще всего связано с малыми расходами реки, что подтверждается следующими данными:

а) дейгиш проявляется преимущественно в маловодные годы, точнее его начало приурочено к маловодным годам;

б) коэффициент интенсивности глубины размыва D_h в маловодные годы имеет большую абсолютную величину, нежели в средние и многоводные, в то время как коэффициент интенсивности бокового смыва почти так же высок.

2. Параметры K_v и K_h для Амударьи резко отличаются от величин в устойчивых руслах. Рекомендуемые величины этих параметров для размываемых русел следующие: $K_v = 1{,}8$ и $K_h = 2{,}0$.

3. При расчете глубины и интенсивности размыва следует ориентироваться не на максимальные паводковые расходы, а расходы порядка 20% обеспеченности. Для условий нижнего течения Амударьи это составит 2250-2500 $м^3$/сек.

Литература

I. АБАЛЬЯНЦ С.Х. Глубина размыва у берегозащитных креплений на Аму-Дарье. В сб.: "Вопросы гидротехники", вып.27, I965, стр.I5.

2. АЛТУНИН С.Т. и БУЗУНОВ И.А. Защитные сооружения на реках, М., Сельхозгиз, I953.

3. АЛТУНИН С.Т. Регулирование русел, М., Сельхозиздат, I962.

4. АНДРЕЕВ О.В. Проектирование мостовых переходов, М., Автотрансиздат, I950.

5. АРТАМОНОВ К.Ф. Регулировочные сооружения при водозаборе, Фрунзе, Изд-во АН КиргССР, I963.

6. ВЕЛИКАНОВ М.А. Динамика русловых потоков, Л., Гидрометеоиздат, I949.

7. ЖЕЛЕЗНЯКОВ Г.В. Гидравлическое обоснование методов речной гидрометрии, М., I950.

8. РЖАНИЦЫН Н.А. Морфологические и гидрологические закономерности строения речной сети, Л., Гидрометеоиздат, I960.

9. ЦВЕТКОВА Н.А. Наносы реки Аму-Дарьи, в сб.: "Вопросы гидротехники", вып.I3, Ташкент, I963.

Р Е Ф Е Р А Т Ы

к выпуску II6 Трудов САНИИРИ
им.В.Д.Журина

(Гидравлика сооружений)

I 9 6 8 год

УДК 532.517.4 # ЗАТУХАНИЕ ИЗБЫТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА УЧАСТКЕ СОПРЯЖЕНИЯ БЬЕФОВ

А.А.Кадыров

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968

Дается вывод уравнения для определения относительной максимальной скорости в толще потока и в придонном слое в сечениях на участке сопряжения бьефов в зависимости от относительной высоты донного гидравлического прыжка η и относительного расстояния $\lambda_{ж}$, измеряемого от сжатого сечения. Опытный коэффициент, вошедший в уравнение, расшифрован на основе экспериментальных данных Б.Г.Маллаева.

Сравнение расчетных данных с опытными других авторов (В.А.Базилевича, Ш.А.Бабаджановой) дало хорошее совпадение.

УДК 531.51

О МЕСТНОМ РАЗМЫВЕ ЗА ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ КРЕПЛЕНИЕМ (ПЛОСКАЯ ЗАДАЧА)

А.А.Кадыров, Ш.А.Бабаджанова

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968

На основе сопоставительного анализа около 60 работ, относящихся не только к вопросам местного размыва, но и к исследованиям гашения избыточной энергии на участке сопряжения бьефов (коррективы кинетической энергии α и количества движения α_0, параметр турбулентности и т.д.), затухания пульсации гидродинамического давления вдоль флютбета, а также изменения осевой скорости турбулентной струи при ее растекании в ограниченном объеме или спутном потоке, выявлено качественное сходство законов изменения перечисленных характеристик потока вдоль пути. Это обстоятельство позволило подобрать структуру расчетной формулы, правильно отображающей процесс местного размыва за горизонтальным креплением. Показывается, что параметр $M_x = \frac{U_{x\,max}}{U_0}$ является той характеристикой потока, которая непосредственно влияет, наряду со свойствами размываемого материала, на глубину местного размыва за горизонтальным креплением.

УДК 532.517.4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПОТОКА С ОКОЛОКРИТИЧЕСКИМ РЕЖИМОМ

А.А.Кадыров, Д.С.Пугачев

Труды САНИИРИ, вып.116, Ташкент,1968.

Статья освещает результаты исследований, проводившихся на модели Центрального Ферганского канала. Изучалось поведение потока с числами Фруда, близкими к единице, на прямолинейных и криволинейных участках.

Рассматривались вопросы моделирования потоков с околокритическим режимом. Опыты на модели показали, что такие каналы очень чувствительны к изменениям уклона дна, а также геометрии поперечного сечения. В связи с этим работы (бетонные) по их строительству должны проходить на высоком уровне.

УДК 532.5

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОРРЕКТИВА КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ И УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ДНА НИЖНЕГО БЬЕФА НА ЭТОТ КОРРЕКТИВ

Маллаев Б.Г.

Труды САНИИРИ ,вып II6,I968

Потоки в нижних бьефах гидросооружений характеризуются повышенной турбулентностью.

Теоретическое определение корректива кинетической энергии, учитывающего неравномерность распределения осредненных скоростей по живому сечению потока, а также пульсацию мгновенных скоростей не представляется возможным.

Предлагаемый способ позволяет количественно оценить величину полного корректива энергии и его составляющих за счет неравномерности и пульсации скоростей по полученным в результате измерений хронограммой пульсации скоростей. Способ основан на использовании некоторых элементов теории вероятностей. Пользуясь им, подсчитаны значения коррективов для условий гладкого и шероховатого дна крепления нижних бьефов. Шероховатость дна крепления приводит к уменьшению величины корректива, что учитывается соответствующей расчетной зависимостью.

Опыты проводились по схеме перелива через водослив практического профиля различной высоты P=I0÷90 см при расходе воды Q =2-II3 л/сек.

УДК 532.53

ВЛИЯНИЕ РАВНОЗЕРНИСТОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ ВОДОБОЯ НА ВТОРУЮ СОПРЯЖЕННУЮ ГЛУБИНУ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ПРЫЖКА

Маллаев Б.Г.

Труды САНИИРИ, вып.II6,1968

При выводе основного уравнения гидравлического прыжка учет воздействия сил сопротивлений дна представляет значительные затруднения.

Влияние сил трения дна проявляется в уменьшении высоты прыжка. Установленная экспериментами закономерность показывает, что уменьшение глубины воды в конце вальца прыжка тем больше, чем более шероховато дно.

УДК 532.53

ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ ПРЫЖКЕ ЗА СЧЕТ ШЕРОХОВАТОСТИ ДНА

Б.Г.Маллаев
Труды САНИИРИ, вып. II4, 1968г

В гидравлическом прыжке погашается наибольшая часть полной избыточной энергии потока. Оставшаяся часть этой энергии теряется на некоторой длине за прыжком. Шероховатость дна приводит к увеличению потерь энергии в вальце прыжка и ее общих потерь, что учитывается предлагаемой в работе эмпирической расчетной зависимостью.

УДК 532• 52

ВОЗНИКНОВЕНИЕ АЭРАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ БЫСТРОТЕКУЩЕГО ПОТОКА

М.П.Мухтаров

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968 г.

Рассматривается процесс возникновения аэрации. На основе схематизации этого явления и некоторых теоретических предпосылок составляется критериальное соотношение, определяющее условия возникновения аэрации в пределах быстротоков. Приводятся соображения по моделированию этого явления.

УДК 532.52

ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ АЭРАЦИИ ОТ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПОТОКА

М.П.МУХТАРОВ

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968

Предполагается, что при движении аэрированные потоки преодолевают тормозящую силу со стороны воздуха. Рассмотрение предполагаемой схемы явления позволяет воспользоваться для отыскания вида зависимости уравнением движения тел с переменной массой. Отдельные члены этого уравнения находятся на основе теоретических предпосылок. Значение коэффициента в данном случае определяется в результате обработки опытных данных. В окончательном виде указанное уравнение позволяет определять глубины аэрированных потоков.

УДК 532.522

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХЪЯРУСНЫХ ВОДОСБРОСНЫХ ОТВЕРСТИЙ

ПОЛЯКОВА Б.Г.

Труды САНИИРИ, вып 116, 1968

Поскольку формула для определения пропускной способности двухъярусных водосбросных отверстий (д.в.о.) содержит эмпирический коэффициент сопротивления, поставлен эксперимент с целью вскрыть зависимости, определяющие названный коэффициент, а также некоторые характерные особенности гидравлики явления.

В итоге выявлены отличительные признаки д.в.о. как самостоятельной гидравлической схемы; верхняя и нижняя границы конструктивного исполнения; определяющие зависимости для коэффициента сопротивления и их числовые значения.

При помощи полученных значений коэффициента сопротивления аналитически определен коэффициент расхода - $m_{дво}$.

Для определения коэффициента сопротивления применено уравнение количеств движения в дифференциальной форме, что устраняет необходимость допущения в гидростатическом законе распределения давления в расчетных створах.

Обработка экспериментальных данных была проведена на ЭЦВМ БЭСМ-2.

УДК 532.53

А.Н.НАБИЕВ,

О ГЛУБИНЕ РАЗМЫВА ПАДАЮЩЕЙ СТРУЕЙ,

"Труды САНИИРИ", вып.II6,1968.

На основе общеизвестной формулы

$$t = K\sqrt{q\sqrt{\frac{z_0}{g}}},$$

используя результаты исследования аэрации потока, угла наклона струи и комплексной характеристики грунта на глубину размыва, автор, в отличие от формулы Шоклича и Веронезе, получил следующие формулы:

для плотного лёсса

$$t = 0{,}70\, K_{\alpha^\circ} \cdot K_к \cdot q^{0{,}60} z_0^{0{,}10};$$

для слабого –

$$t = 0{,}93\, K_{\alpha^\circ} \cdot K_к \cdot q^{0{,}60} z_0^{0{,}10};$$

для несвязных грунтов

$$t = \frac{2845 \cdot K_{\alpha^\circ} \cdot K_к \cdot q^{0{,}60} z_0^{0{,}10}}{g^{0{,}30} \cdot d_{рас}^{0{,}52}};$$

$$t = 0{,}46 \cdot K_{\alpha^\circ} \cdot K_{гр} \cdot K_к \cdot q^{0{,}60} z_0^{0{,}10}.$$

УДК 532.542

ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ БЕЗНАПОРНЫХ КРУГЛЫХ И ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ТРУБ

А.Г.Пулатов, К.Ш.Латипов, Х.Б.Мирхамидова

Труды САНИИРИ, вып. II6, 1968

В статье приводится сравнение пропускной способности труб круглого и эллиптического сечений. На основании проведенных расчетов авторами сделан вывод о преимуществе труб эллиптического сечения для некоторых случаев движения жидкости.

УДК 532.543

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД К ДВИЖЕНИЮ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ.

К.Ш.Латипов

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968.

В работе на основе использования теории движения многокомпонентных сред дается вывод уравнения движения твердых частиц в потоках открытых русел и замкнутых водоводов.

Полученные уравнения в дальнейшем могут быть рекомендованы для определения твердого стока при проектировании и расчете отстойников и водохранилищ.

УДК 681.121

О ДИНАМИКЕ СТАБИЛИЗАТОРА РАСХОДА ПРИ УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ,

Н.В.Кокая, Л.З.Кравченко,
"Труды САНИИРИ", вып.116, 1968.

Условия эксплуатации закрытых напорных оросительных систем отличаются от условий эксплуатации открытой сети и предъявляют особые требования к применяющимся на них сооружениям. В частности, одним из таких сооружений является стабилизатор расхода и напора.

В САНИИРИ в течение нескольких лет проводились модельные гидравлические испытания конструкции такого стабилизатора, предложенного институтом "Средазгипроводхлопок". В результате были выявлены существенные недостатки конструкции. В статье приводятся опытные данные по определению гидродинамических сил, действующих на подвижную часть стабилизатора, анализируются уравнения для их определения и излагаются мероприятия по улучшению проектной конструкции стабилизатора.

Иллюстраций - 3

УДК 681.121

К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОНСТРУКЦИИ АВТОМАТА РАСХОДА ДЛЯ НАПОРНОЙ СЕТИ.

Л.З.КРАВЧЕНКО

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968

Для моделирования гидравлических явлений в устройствах, относящихся к местным сопротивлениям (например автомат расхода для напорной сети) нужно знать минимально допустимое число Рейнольдса Re_g, необходимое для гарантированного обеспечения автомодельности явления при осуществлении геометрического подобия модели.

В САНИИРИ на полупространственной модельной установке автоматического регулятора расхода для напорной сети, выполненной в масштабе 1:6,5 были определены гидравлические характеристики для цилиндрического поплавкового затвора, являющегося основной частью регулятора расхода.

В результате обработки опытного материала построены графики изменения коэффициентов μ, φ, ζ от чисел Рейнольдса и $\mu, \varphi, \varepsilon$ от относительного открытия затвора.

Полученные данные дали основание сделать вывод, что при моделировании гидравлических затворов, работающих при больших колебаниях напоров, для автомодельности явления необходимо обеспечить на модели минимально допустимое число Рейнольдса, превышающее 15000.

УДК 628.II

ПРИРОДНЫЕ УСЛОВИЯ РЕК УЗБЕКИСТАНА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИХ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОГО И ХОЗЯЙСТВЕННО-ПИТЬЕВОГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ

Д.Ш.АБДУЛЛАЕВ

Труды САНИИРИ, вып.II6, I968

Статья посвящена вопросу забора воды из поверхностных источников Узбекистана для промышленного и хозяйственно-питьевого водоснабжения. Указывается отличие гидрологических и других характеристик и свойств рек Средней Азии от рек Сибири, южной и средней полосы европейской части Советского Союза. Отмечается необходимость совершенствования существующих и разработок новых типов конструкций водозаборов с учетом конкретных зон их применения. В заключении излагаются выводы о рациональности применения в условиях Узбекистана некоторых типов водозаборов для водоснабжения и проведения по ним специальных исследований. Рекомендуются схемы водоснабжения для равнинных участков водотоков.

УДК 532.517.4.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОБРАБОТКИ КИНО И ФОТОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА

Е.В.Килин

Труды САНИИРИ, вып.116, 1968

Дается анализ существующих методов исследования турбулентности потока, их кинематических характеристик. Одним из существующих недостатков кинофотоэлектрического способа является трудоемкость статистической обработки кино и фотоматериалов. Автором предлагается полуавтоматическая схема обработки данных исследований на базе серийно выпускаемого электронно-цифрорегистрирующего устройства (ЭЦР-I) с дальнейшей подготовкой данных для счетно-вычислительных машин.

УДК 627.42

НЕКОТОРЫЕ РУСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМУДАРЬИ

Туманов А.А.

Труды САНИИРИ, вып.116, Ташкент, 1968.

В работе путем обработки данных натуры найдены величины параметров $\frac{v_{max}}{v_{ср}}$ и $\frac{h_{max}}{h_{ср}}$, характеризующие устойчивость русла Амударьи. Приводится сравнительная оценка указанных зависимостей для условий устойчивого и неустойчивого русла, рассматриваются возможные причины дейгиша на Амударье. Даются рекомендации по применению параметров $\frac{v_{max}}{v_{ср}}$ и $\frac{h_{max}}{h_{ср}}$ в определении величин и интенсивности русловых деформаций в условиях Амударьи.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

А.А.КАДЫРОВ. Затухание избыточной турбулентности на участке сопряжения бьефов..... 3
А.А.КАДЫРОВ, Ш.А.БАБАДЖАНОВА. О местном размыве за горизонтальным креплением (плоская задача)..... 17
А.А.КАДЫРОВ, Д.С.ПУГАЧЕВ. Экспериментальное изучение потока с околокритическим режимом... 87
Б.Г.МАЛЛАЕВ. Метод экспериментального определения коррективa кинетической энергии и учет влияния шероховатости дна нижнего бьефа на этот коррективa..... 99
Б.Г.МАЛЛАЕВ. Влияние равнозернистой шероховатости водобоя на вторую сопряженную глубину гидравлического прыжка..... 128
Б.Г.МАЛЛАЕВ. Оценка дополнительных потерь энергии в гидравлическом прыжке за счет шероховатости дна..... 141
М.П.МУХТАРОВ. Возникновение аэрации на поверхности быстротекущего потока..... 153
М.П.МУХТАРОВ. Зависимость степени аэрации от гидравлических элементов потока..... 176
Б.Г.ПОЛЯКОВА. Некоторые результаты экспериментального исследования двухъярусных водосбросных отверстий..... 197
А.Н.НАБИЕВ. О глубине размыва падающей струей... 231
А.Г.ПУЛАТОВ, К.Ш.ЛАТИПОВ, Х.Б.МИРХАМИДОВА. Пропускная способность круглых и эллептических труб при работе их незаполненным сечением.. 241
К.Ш.ЛАТИПОВ. Применение теории многокомпонентных сред к движению частиц в потоках..... 248

Н.В.КОКАЯ, Л.З.КРАВЧЕНКО. Некоторые вопросы динамики стабилизатора расхода при установившемся режиме..... 260
Л.З.КРАВЧЕНКО. К вопросу моделирования конструкции автомата-делителя статического напора для напорной сети..... 270
Д.Ш.АБДУЛЛАЕВ. Природные условия рек Узбекистана и использование их для нужд промышленного и хозяйственного питьевого водоснабжения..... 277
Е.В.Жилин. Усовершенствование обработки кино и фотоматериалов при исследовании турбулентности потока..... 300
А.А.ТУМАНОВ. Некоторые русловые характеристики Амударьи..... 309
Рефераты статей к выпуску II6 Трудов САНИИРИ..... 323