

УДК 532.532.+532.59

О РАСХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ В СТВОРЕ ПЛОТИНЫ ПОСЛЕ ЕЕ РАЗРУШЕНИЯ

В. И. Букреев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: bukreev@hydro.nsc.ru

Дан обзор имеющейся в литературе информации и приведены новые экспериментальные данные о глубине и расходе в створе плотины после ее полного и частичного разрушения. Показано, что при одном и том же значении избыточной начальной энергии верхнего бьефа в случае частичного разрушения плотины с образованием прямоугольного прорана удельный расход на единицу ширины прорана больше удельного расхода в случае полного разрушения плотины.

Ключевые слова: разрушение плотины, расходная характеристика, ровное дно, ступенька, уступ, порог, проран.

Введение. Решение гидродинамической задачи о разрушении плотины, имеющее самостоятельное значение, может быть использовано также при тестировании методов расчета катастрофических волн, образующихся, например, при землетрясениях, оползнях, падении метеоритов, сильных взрывах, выходе цунами на мелководье, быстрой остановке контейнера, частично заполненного жидкостью, захлестывании палубы судна ветровыми волнами. В настоящее время при решении этой задачи используется модель потенциального движения жидкости, в частности, первое [1, 2] и более высокие [3, 4] приближения теории мелкой воды, уравнение Сен-Венана [5, 6], уравнения Эйлера и Навье — Стокса [7], уравнения с учетом турбулентного перемешивания [8] и с учетом взаимодействия воды и воздуха [7].

Задача о разрушении плотины отличается от других задач о катастрофических волнах четкостью постановки начальных условий. Эти условия характеризуются лишь геометрическими параметрами L_i , ускорением свободного падения g и физическими свойствами воды (в некоторых моделях еще и свойствами воздуха). В модели идеальной жидкости физические свойства воды не учитываются. В таком вырожденном с точки зрения теории размерности случае система имеет свободу выбора характерной скорости. Иными словами, характерное число Фруда в такой постановке задачи однозначно определяется геометрическими параметрами. Это облегчает не только расчеты, но и физическое моделирование, так как эксперименты могут проводиться на сравнительно малых установках. В модели идеальной жидкости достаточно соблюсти геометрическое подобие, тогда число Фруда будет таким же, как в натуральных условиях. В вязкой жидкости число Фруда зависит также от числа Рейнольдса. Однако даже при небольшом (порядка 10 см) начальном перепаде уровня свободной поверхности значение числа Рейнольдса $Re > 10^4$, и течение в створе плотины уже практически не зависит от этого параметра. При больших начальных перепадах уровней верхнего и нижнего бьефов может происходить разрыв сплошности

воды, когда результаты классической теории и лабораторных опытов, строго говоря, не применимы. Однако этот процесс имеет локальный характер. На достаточно больших расстояниях от створа плотины его влияние проявится главным образом в том, что не вся начальная потенциальная энергия, запасенная плотиной, перейдет в энергию волнового движения. Количественная информация о таких локальных потерях энергии в настоящее время отсутствует.

Расчеты волн при разрушении плотины на больших расстояниях и интервалах времени в условиях чрезвычайно сложной геометрии и гидравлических сопротивлений реальных русел выполняются на основе уравнений Сен-Венана [5, 6, 9, 10], в которых используются предположение о гидростатическом законе распределения давления и эмпирическая информация о гидравлических сопротивлениях. При расчетах по более сложным моделям, как правило, рассматривается прямоугольный канал с ровным горизонтальным дном. Лишь недавно в рамках первого приближения теории мелкой воды задача о разрушении плотины была решена для бесконечно широкого канала с уступом (резким понижением дна вниз по потоку) и ступенькой (резким повышением дна вниз по потоку) [2, 11, 12].

Расчеты существенно упрощаются, если дополнительно задать условия сопряжения в створе плотины в виде так называемой расходной характеристики $Q(h)$ [13], где Q — объемный расход; h — глубина. Это позволяет рассматривать наиболее интересные для практики процессы в нижнем бьефе отдельно от процессов в верхнем бьефе. В данной работе приводится имеющаяся в литературе и дополнительно полученная информация об этой расходной характеристике.

В общем случае гидродинамические процессы после разрушения плотины зависят от времени даже в бесконечно длинном канале, поскольку в движение постоянно вовлекаются новые порции покоящейся жидкости. Однако в створе плотины расходная характеристика достаточно быстро становится неизменной, а течение — установившимся. При расчетах, как правило, предполагается, что стационарный режим течения в створе плотины устанавливается мгновенно. На практике скорость выхода на стационарный режим определяется инерционностью гидродинамических процессов и характером разрушения плотины. Начальная стадия гидродинамических процессов после полного разрушения плотины в прямоугольном канале с ровным горизонтальным дном изучалась на основе численных расчетов с использованием пяти математических моделей (включая модели с уравнениями Эйлера и Навье — Стокса [7]) и экспериментально (см. [14]).

В случае частичного разрушения плотины полезна информация об обтекании стационарным потоком в открытом канале препятствий различной формы. При этом следует учитывать, что в задаче о разрушении плотины только часть избыточной потенциальной энергии, заданной в виде начального перепада уровня свободной поверхности, поступает в нижний бьеф. Другая ее часть расходуется волной понижения уровня в верхнем бьефе на вовлечение в движение покоящейся жидкости. Расходная характеристика определяет, в частности, соотношение этих частей.

При классификации режимов течения в открытом канале используются понятия критической глубины h_* и критической скорости V_* [13]:

$$h_* = (q^2/g)^{1/3}, \quad V_* = q/h_*, \quad q = Q/B$$

(B — ширина прямоугольного канала; q — удельный расход), при более детальной классификации применяются также понятия второй критической глубины $h_{**} \approx 0,77h_*$ и связанной с ней второй критической скорости $V_{**} = q/h_{**}$ [15], а также так называемой прыжковой функции P [13]:

$$P = Q^2/(gS) + z_c S$$

(S — площадь рассматриваемого поперечного сечения потока; z_c — вертикальная координата центра тяжести этого поперечного сечения относительно дна канала). В рамках первого приближения теории мелкой воды значение P сохраняется при переходе от сверхкритического течения к докритическому в классическом гидравлическом прыжке. Для прямоугольного канала и при нормировке с использованием B и h_*

$$P^0 = \frac{P}{Bh_*^2} = \frac{h_*}{h} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{h_*} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь $h > 0$ — глубина потока в рассматриваемом поперечном сечении; одному значению P^0 соответствуют два значения h/h_* .

Картины волн после разрушения плотины существенно различаются в неподтопленном и подтопленном режимах сопряжения бьефов. (Режим сопряжения называется неподтопленным, если процессы в нижнем бьефе не влияют на процессы в верхнем бьефе [13].) Различаются также случаи первоначально сухого и обводненного дна в нижнем бьефе [1].

Информация, известная из ранее проведенных экспериментов. Лабораторные опыты [16, 17] показали, что в случае полного разрушения плотины в прямоугольном канале с ровным горизонтальным дном при неподтопленном режиме сопряжения бьефов значения h_0 , q_0 , P^0 и скорости жидкости u_0 в створе плотины достаточно точно предсказываются первым приближением теории мелкой воды [1]:

$$h_0 = h_* = 4h_-/9, \quad q_0 = 8g^{1/2}h_-^{3/2}/27, \quad P^0 = 1,5, \quad u_0 = V_* = (gh_0)^{1/2}, \quad (2)$$

где h_- — начальная глубина верхнего бьефа. Теоретически полученная оценка области существования неподтопленного режима [1]

$$0 \leq h_+ < 0,138h_-$$

(h_+ — начальная глубина нижнего бьефа) также подтверждается экспериментальными данными [16, 17].

В случае одномерного стационарного течения и гидростатического распределения давления удельную энергию поперечного сечения можно определить с использованием выражения

$$E = h + u^2/(2g),$$

где h — глубина; u — скорость. В неподтопленном режиме в створе плотины $E_0 = 2h_-/3$. Это означает, что в случае первоначально сухого дна ($h_+ = 0$) в нижний бьеф поступает $2/3$ начальной энергии, а $1/3$ уносится волной понижения уровня в верхнем бьефе.

В подтопленном режиме ($0,138 < h_+/h_- \leq 1$) значения h_0 и q_0 зависят от отношения h_-/h_+ . В первом приближении теории мелкой воды они находятся из некоторой системы алгебраических уравнений [1]. Опыты [17] показали, что в подтопленном режиме теория завышает значение h_0 . Наибольшее расхождение с экспериментом имеет место в окрестности значения $h_+/h_- = 0,3$, однако оно не превышает 10 %. Обсуждаемая теория занижает скорость распространения волны в верхнем бьефе по сравнению с ее экспериментальным значением примерно на 30 % и неудовлетворительно описывает волну в нижнем бьефе в случае первоначально сухого дна [17].

Если начальный перепад уровня создается непосредственно над уступом дна, то согласно первому приближению теории мелкой воды [2] в неподтопленном режиме в этом поперечном сечении мгновенно устанавливается критическое течение с параметрами, определяемыми формулами (2), в которых h_- измеряется от дна выше по потоку от уступа. При этом неподтопленный режим существует в диапазоне $0 \leq h_+ < \delta + h_*$ (δ — высота уступа; h_+ измеряется от дна ниже по потоку от уступа).

Опыты [18] показали, что в неподтопленном режиме непосредственно над уступом устанавливается вторая критическая глубина h_{**} . Однако на расстоянии порядка h_- выше по потоку в опытах также устанавливается критическая глубина h_* , так что указанное расхождение с теорией практически не влияет на картину волн в нижнем бьефе. Теория на 16 % завышает размеры области существования неподтопленного режима и на 10–25 % занижает значение h_0 в подтопленном режиме. Как и в случае ровного дна, обсуждаемая теория занижает скорость распространения волны понижения уровня в верхнем бьефе и не описывает ондуляции (колебания уровня свободной поверхности за передним фронтом гидравлического прыжка).

В рамках первого приближения теории мелкой воды расходную характеристику можно вычислить также в случае начального перепада уровня над ступенькой дна. Расчеты сводятся к решению системы алгебраических уравнений [11]. В теории непосредственно над ступенькой имеется скачок уровня свободной поверхности. В опытах такой скачок отсутствует [11]. Однако экспериментальное значение h_0 в этом створе удовлетворительно согласуется с высотой середины теоретического скачка. Сравнение теории и эксперимента по другим характеристикам течения [11] дает качественно такие же результаты, как и в случаях ровного дна и уступа.

На практике полное разрушение плотины маловероятно. Поэтому рассмотренные выше постановки задачи, как правило, приводят к значительному завышению массы, количества движения и энергии, поступающих в нижний бьеф. Следующий шаг к более адекватному моделированию реальной ситуации — изучение расходной характеристики в случае начального перепада уровня свободной поверхности над порогом (комбинацией ступеньки и уступа), простирающимся на всю ширину канала. Этот случай экспериментально изучался в [19] при одинаковых отметках дна до и после порога. В такой постановке задачи по сравнению со случаем полного разрушения плотины присутствуют еще два геометрических параметра: высота δ и длина l порога. В опытах [19] рассмотрены следующие диапазоны параметров: $h_+^0 < \delta^0$ (неподтопленный режим), $3 \cdot 10^4 < g^{1/2} H^{3/2} / \nu < 1,8 \cdot 10^5$, $0,15 < \delta^0 < 1,4$, $0,1 < l^0 < 1,5$ (ν — кинематический коэффициент вязкости воды; верхний индекс 0 означает, что соответствующая величина нормирована на напор над гребнем порога $H = h_- - \delta$). Опыты показали, что при значениях $\delta^0 > 0,4$ во всем изученном диапазоне l^0 в некотором поперечном сечении потока над порогом устанавливается критическая глубина $h_* = 4H/9$. Непосредственно над задней гранью порога устанавливается вторая критическая глубина h_{**} . Следует отметить, что при обтекании стационарным потоком с заданным расходом достаточно высокого порога длиной $2 < l^0 < 12$ в некотором поперечном сечении над порогом также устанавливается критическая глубина [13], а над задней гранью порога — вторая критическая глубина [20].

Таким образом, в случае достаточно высокого и не очень длинного порога, простирающегося на всю ширину канала, расходная характеристика определяется формулами (2), в которых вместо h_- следует использовать напор над гребнем порога H . Следующий шаг к адекватному определению расходной характеристики при частичном разрушении плотины — изучение процессов в проране, ширина которого меньше ширины канала.

Опыты с прораном ограниченной ширины. В прямоугольном канале шириной $2B = 20,2$ см и длиной 7,2 м с горизонтальным дном располагалось препятствие, схема которого показана на рис. 1. Справа канал заканчивался вертикальной стенкой. Передняя грань препятствия располагалась на расстоянии 4,46 м вверх по потоку от этой стенки. Левый открытый конец канала соединялся с бассейном шириной 1 м и располагался на расстоянии 1,32 м от торцевой стенки бассейна. Препятствие имитировало половину симметричного прорана прямоугольной формы шириной $2b$ и длиной l с острыми кромками на входе и выходе. Далее приводятся результаты для одного сочетания параметров: $l = 69$ см,

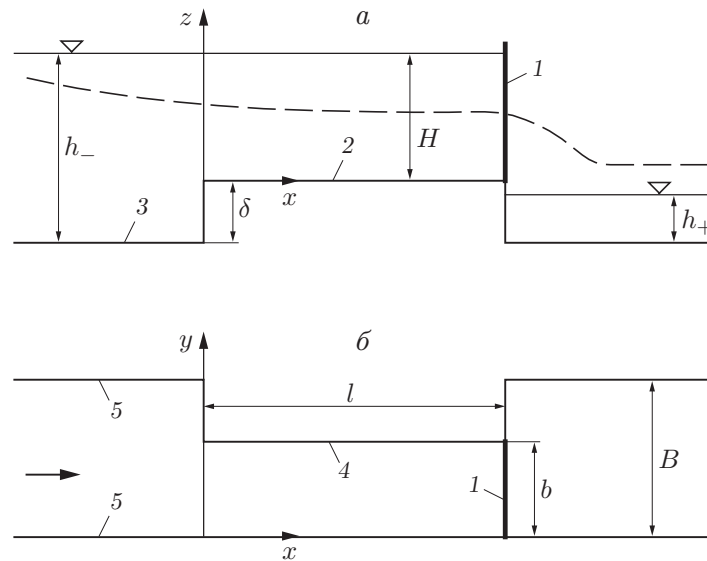


Рис. 1. Схема прорана:

a — вид сбоку; b — вид сверху; 1 — щит; 2 — гребень прорана; 3 — дно канала; 4 — боковая грань прорана; 5 — боковые стенки канала; штриховая линия — уровень свободной поверхности воды после удаления щита

$b = 10$ см и $\delta = 5,5$ см. Однако при нормировке на H и с учетом указанной особенности задачи с точки зрения теории размерности эти результаты можно экстраполировать на достаточно широкий диапазон геометрических параметров задачи и характерных значений числа Фруда.

Начальный перепад уровня свободной поверхности создавался плоским щитом, расположенным непосредственно за препятствием. Далее рассматривается только случай $h_+ < \delta$, когда режим сопряжения бьефов за препятствием заведомо неподтопленный. В момент времени $t = 0$ щит удалялся вертикально вверх с помощью рычага. Время выхода нижней кромки щита из воды не превышало 0,05 с. Процессы в окрестности прорана регистрировались видекамерой. Изучались также скорости движения воды в проране с помощью так называемого PIV-метода. (Использовались технические устройства и компьютерные программы фирмы “Dantec Dynamics”, реализующие этот метод.)

На рис. 2 приведены картины течения в проране в различные моменты времени $t^0 = t(g/H)^{1/2}$, где H — начальный напор над гребнем прорана. (Вертикальный масштаб на рис. 2 больше горизонтального в 1,2 раза.) Как и в случае удаления щита в канале без препятствия [14], сначала на свободной поверхности образуется характерная угловая точка, ниже по потоку от которой профиль свободной поверхности вогнутый, а выше по потоку — выпуклый вверх (рис. 2,а). Затем свободная поверхность в проране на некоторое время становится гладкой (рис. 2,б). При $t_1^0 > 15$ происходит отрыв потока от передней боковой кромки прорана и образуются квазистационарные косые волны (рис. 2,в). Термин “квазистационарные” означает, что для косых волн характерны флуктуации в пространстве и времени. В результате отрыва течение имеет трехмерный характер и распределение давления по глубине отличается от распределения, соответствующего гидростатическому закону. Предположение о гидростатическом законе распределения давления — одно из основных предположений в первом приближении теории мелкой воды. Поэтому для рассматриваемого течения эта теория, строго говоря, не применима. На рис. 2,г показана волна, отразившаяся от правой закрытой стенки канала.

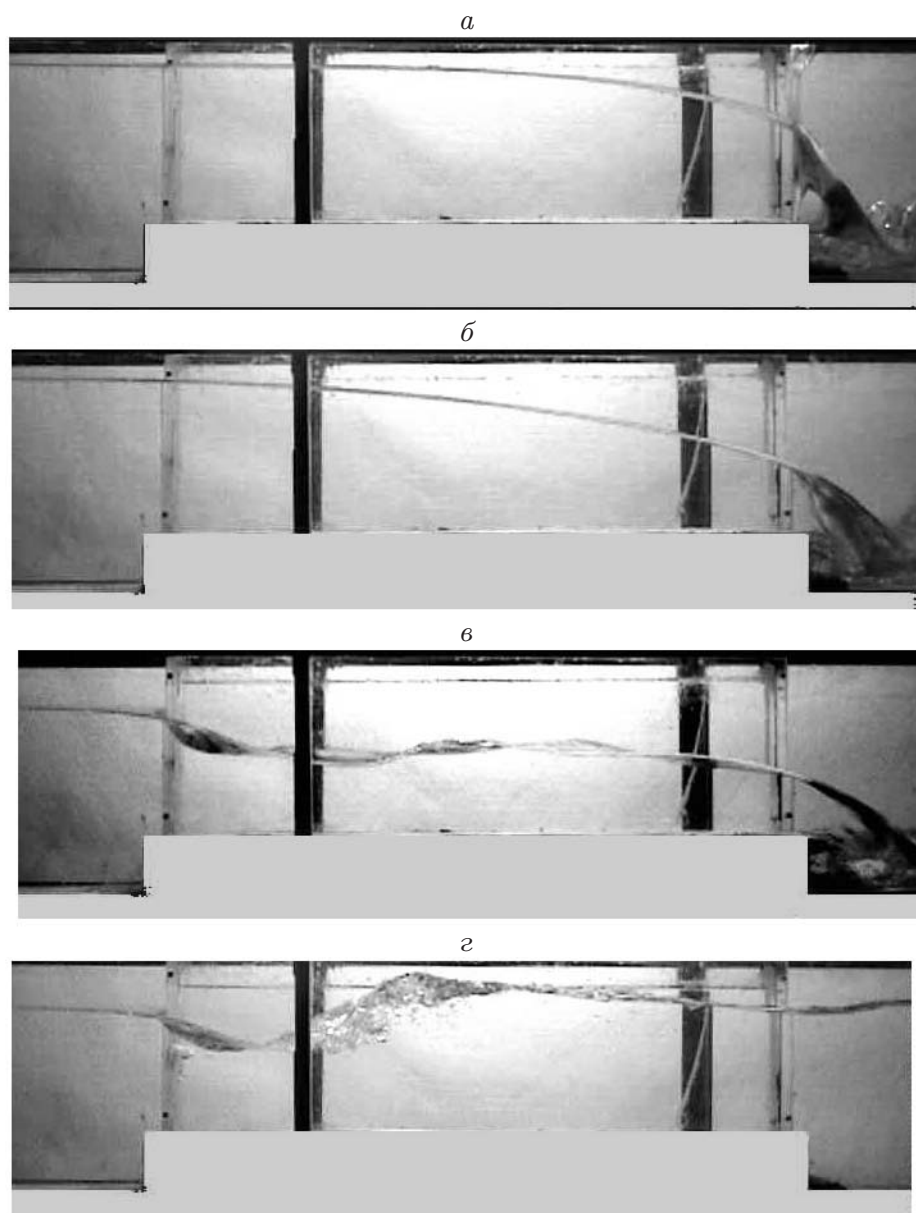


Рис. 2. Картины течения в проране в различные моменты времени ($H = 14,5$ см):
 а — $t^0 = 5,2$; б — $t^0 = 9,7$; в — $t^0 = 30,7$; г — $t^0 = 135$

На рис. 3 показаны четыре точки на прозрачной боковой стенке канала, для которых при компьютерной обработке видеопленок определялись значения вертикальной координаты свободной поверхности относительно дна прорана h_i ($i = 1, 2, 3, 4$). Для продольных координат этих точек используются обозначения x_i . Сплошная линия соответствует положению свободной поверхности на передней стенке канала, штриховая — положению свободной поверхности на боковой грани прорана (см. рис. 2, в). Для анализа выбраны поперечные сечения потока с координатами $x_1^0 = 0$, $x_2^0 = 1,41$, $x_3^0 = 3,93$, $x_4^0 = l^0 = 4,76$ (координаты нормированы на $H = 14,5$ см). В этих поперечных сечениях изменение глубины по координате y^0 было незначительным (см. рис. 2).

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости $h_i^0(t^0)$, где $h_i^0 = h_i/H$. Штриховая линия соответствует экспериментальному значению $h_* = (q^2/g)^{1/3}$, нормированному

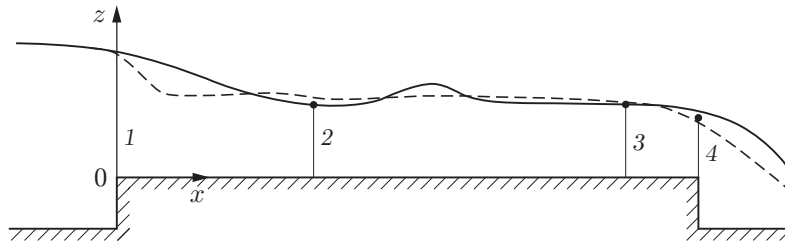


Рис. 3. Поперечные сечения потока, выбранные для измерения глубин:
 1 — $x^0 = 0$; 2 — $x^0 = 1,41$; 3 — $x^0 = 3,93$; 4 — $x^0 = 4,76$; сплошная линия — положение свободной поверхности на передней стенке канала; штриховая — то же на боковой грани прорана

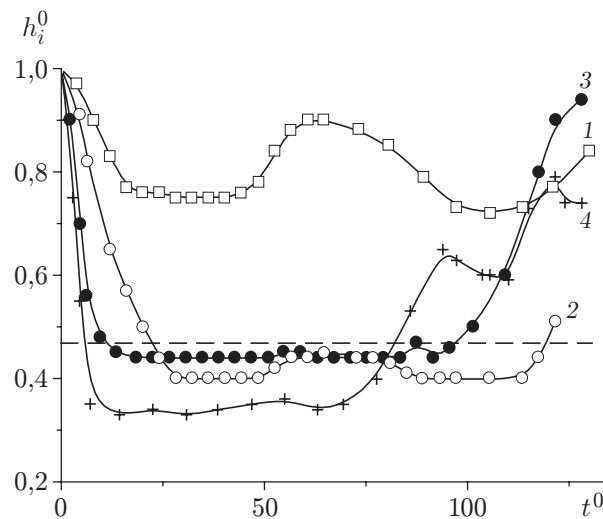


Рис. 4. Изменение глубины со временем:
 1–4 — поперечные сечения потока (см. рис. 3); штриховая линия — экспериментальная критическая глубина

на H . Информация об экспериментальном значении q приведена ниже. На рис. 4 видно, что функции h_i^0 достаточно быстро выходят на постоянные значения. Это необходимый признак того, что режим течения в проране становится квазистационарным. В поперечных сечениях 1 и 3 интервалы времени, в течение которых имеют место переходные процессы, примерно одинаковы: $t_1^0 \approx t_3^0 \approx 20$. Для сечения 2 значение $t_2^0 \approx 27$. Быстрее всего (при $t_4^0 \approx 13$) устанавливается постоянная глубина над задней гранью прорана (сечение 4).

Постоянные значения h_2^0 , h_3^0 и h_4^0 мало отличаются от значений соответствующих величин для порога, простирающегося на всю ширину канала [19]. Однако все эти значения меньше экспериментально найденной критической глубины h_*^0 . В случае распределения давления по гидростатическому закону это означает, что течение находится в сверхкритическом состоянии.

В канале конечной длины время существования стационарного режима ограничено вследствие наложения прямых и отраженных волн. Признаком прихода отраженной волны в рассматриваемое поперечное сечение потока служит отклонение глубины от стационарного значения. Для графиков на рис. 4 первое увеличение глубины при $t^0 \approx 45$ связано с приходом отраженной волны со стороны верхнего бьефа. Реакция на эту отраженную волну начинается с очень небольшим сдвигом по времени от сечения к сечению сверху

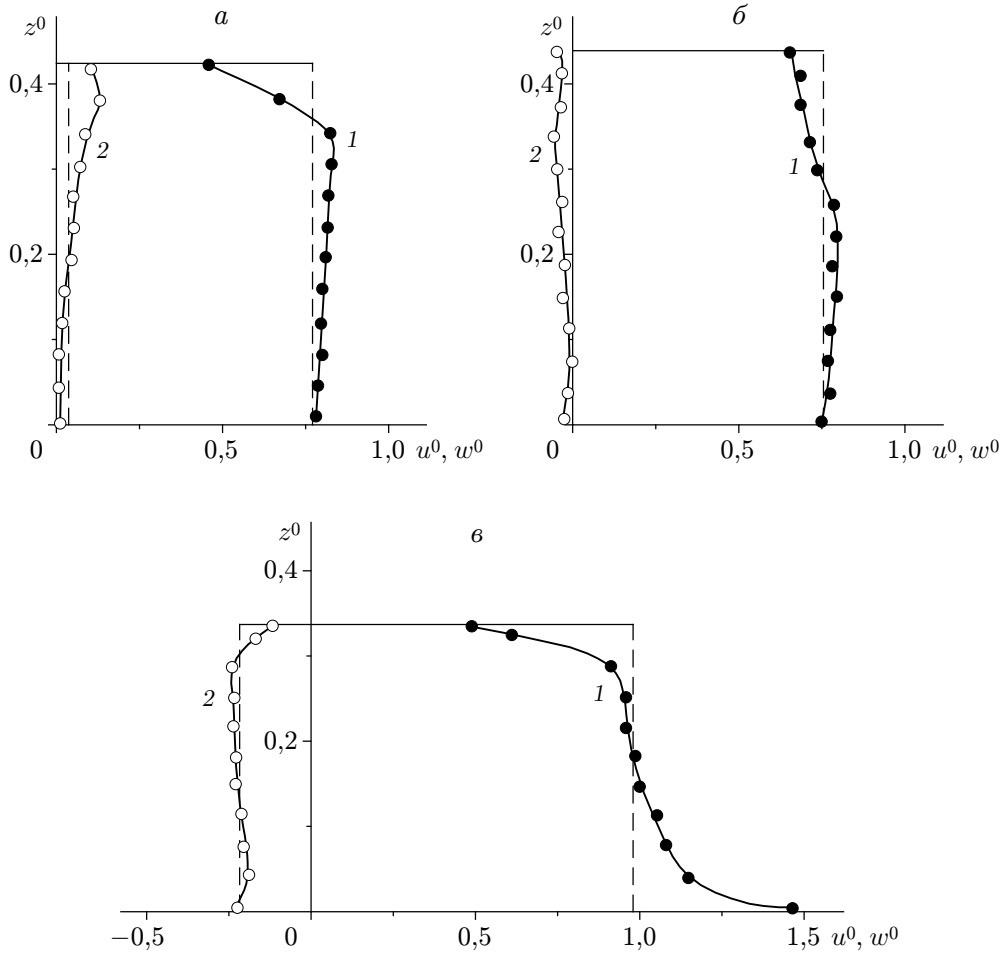


Рис. 5. Профили продольной и вертикальной компонент скорости:
 а, б, в — поперечные сечения 2, 3, 4 соответственно; 1 — u^0 ; 2 — w^0

вниз по потоку, причем увеличение глубин в сечениях 2–4 невелико. Это обусловлено тем, что приход рассматриваемой отраженной волны приводит к увеличению потенциальной энергии, а вместе с тем к уменьшению кинетической энергии на входе в проран.

Следующее увеличение глубин в рассматриваемых поперечных сечениях связано с приходом отраженной волны со стороны нижнего бьефа. Эта волна распространяется по встречному сверхкритическому течению, поэтому реакция на нее начинается с заметным сдвигом по времени от сечения к сечению снизу вверх по потоку. Глубина за этой волной достигает значения $0,93H$ (см. рис. 2,з), так что значительная часть кинетической энергии вновь переходит в потенциальную.

На рис. 5,а–в приведены стационарные профили продольной u^0 и вертикальной w^0 компонент скорости в поперечных сечениях 2–4 соответственно. (Скорости получены PIV-методом и нормированы на $(gH)^{1/2}$.) Измерения при различных значениях координаты y^0 показали, что в указанных поперечных сечениях неоднородность течения по этой координате не превышала 5 %. Количественные данные на рис. 5 и в таблице получены при $H = 16$ см и $y^0 = 0,125$.

В таблице приведены следующие характеристики течения (угловые скобки означают осреднение по глубине): $\langle u^0 \rangle = \langle u \rangle / (gH)^{1/2}$, $\langle w^0 \rangle = \langle w \rangle / (gH)^{1/2}$, $q^0 = \langle u^0 \rangle h^0$, $h_*^0 = (q^0)^{2/3}$, $Fr = \langle u^0 \rangle^2 / h^0 = (h_*^0 / h^0)^3$, $E^0 = h^0 + (\langle u^0 \rangle^2 + \langle w^0 \rangle^2) / 2$, значение P^0 вычислено по фор-

Номер сечения на рис. 3	x^0	h^0	$\langle u^0 \rangle$	$\langle w^0 \rangle$	q^0	h_*^0	Fr	P^0	E^0
2	1,41	0,425	0,765	0,044	0,325	0,473	1,377	1,517	0,719
3	3,93	0,441	0,735	-0,027	0,324	0,473	1,225	1,507	0,711
4	4,76	0,333	0,980	-0,208	0,326	0,474	2,884	1,670	0,835
Случай $b/B = 1$, $\delta = 0$, $h_+^0 = 0$	0	4/9	2/3	0	8/27	4/9	1	3/2	2/3

муле (1). В нижней строке таблицы приведены соответствующие значения для случая полного разрушения плотины.

Содержащиеся в таблице данные позволяют сделать следующие выводы. Удельный расход на единицу ширины прорана сохраняется во всех трех поперечных сечениях, как это и должно быть при стационарном режиме. Вместе с тем этот расход больше удельного расхода на единицу ширины канала в случае полного разрушения плотины (см. нижнюю строку таблицы). Это обусловлено тем, что жидкость поступает в проран не только вдоль оси x , но и сбоку. Следует учитывать, что при вычислении общего расхода Q в размерном виде приведенные в таблице значения удельных расходов нужно умножать на $2bg^{1/2}(h_- - \delta)^{3/2}$ в случае симметричного прорана и на $2Bg^{1/2}h_-^{3/2}$ в случае полного разрушения плотины.

Значения h^0 меньше, а значения числа Фруда (Fr) и P^0 больше соответствующих критических значений, так что в обсуждаемых поперечных сечениях поток находится в сверхкритическом состоянии. В сечении 4 вертикальная компонента скорости составляет около 21 % продольной компоненты, поэтому на выходе из прорана отклонения от гидростатического закона распределения давления весьма существенны. Вертикальная компонента в сечении 2 составляет 5,8 % продольной компоненты, а в сечении 3 — лишь 3,7 %. Величина P^0 изменяется вдоль потока, что является следствием как отклонений от гидростатического закона распределения давления, так и того, что при достаточно малых значениях l^0 развитый гидравлический прыжок в проране не формируется (см. рис. 2).

В поперечных сечениях 2 и 3 значения E^0 примерно одинаковы, как это должно быть в соответствии с гидростатическим законом распределения давления, и в среднем составляют 71,5 % значения H . Из этой оценки E^0 следует, что в неподтопленном режиме волна понижения уровня в верхнем бьефе уносит 28,5 % избыточной начальной потенциальной энергии, что на 7 % меньше, чем в случае полного разрушения плотины.

В поперечном сечении 4 принятый алгоритм оценки дает заведомо завышенное значение E^0 вследствие значительного отклонения от гидростатического закона распределения давления. Вода вытекает из прорана в нижний бьеф в виде сосредоточенной струи, и среднее давление в выходном сечении прорана ниже атмосферного. В неподтопленном режиме под струю может вовлекаться воздух (см. рис. 2, б, в). Глубина в нижнем бьефе на некотором расстоянии от прорана ниже по потоку существенно изменяется по поперечной координате y . В неподтопленном режиме уровень свободной поверхности вблизи стенки канала ниже, чем на оси струи.

Используя среднее значение E^0 в поперечных сечениях 2 и 3, в которых распределение давления незначительно отклоняется от гидростатического, можно оценить коэффициент расхода прорана m . Из определения m [13] и физического смысла E^0 следует, что

$$m = \frac{q}{(2g)^{1/2}(E^0 H)^{3/2}}, \quad q = \frac{q^0}{g^{1/2}H^{3/2}}.$$

Тогда

$$m = \frac{q^0}{\sqrt{2} E^0}.$$

По данным, приведенным в таблице, $m = 0,38$. По справочным данным [13], при обтекании стационарным потоком порога, простирающегося на всю ширину канала, $m = 0,30 \div 0,38$, причем меньшее значение соответствует порогу с острым ребром, а большее — порогу с закругленным ребром. То, что коэффициент расхода прорана с острым ребром оказался на верхней границе указанного диапазона, обусловлено отрывом потока от переднего бокового ребра с последующим присоединением к боковой грани прорана. Увеличение коэффициента расхода обусловлено понижением давления в зоне отрыва, что сопровождается дополнительным вовлечением жидкости в проран. Примером аналогичного эффекта в гидравлике является существенное увеличение расхода при истечении жидкости через цилиндрический насадок Борда по сравнению с истечением из отверстия в тонкой стенке.

Автор выражает благодарность Е. В. Ерманюку и В. А. Костомахе за измерения скорости PIV-методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
2. Остапенко В. В. Течения, возникающие при разрушении плотины над уступом дна // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 6. С. 107–122.
3. Ляпидевский В. Ю. Уравнения мелкой воды с дисперсией. Гиперболическая модель // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 2. С. 40–46.
4. Баракхин В. Б., Краснощекова Т. В., Потапов И. Н. Отражение волны прорыва от вертикальной стенки. Численное моделирование и эксперимент // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 96–102.
5. Атавин А. А., Васильев О. Ф., Воеводин А. Ф., Шугрин С. М. Численные методы решения одномерных задач гидравлики // Водн. ресурсы. 1983. № 4. С. 38–47.
6. Беликов В. В., Зайцев А. А., Милитеев А. Н. Математическое моделирование сложных участков русел крупных рек // Водн. ресурсы. 2002. Т. 29, № 6. С. 698–705.
7. Colicchio G., Colagrossi A., Greco M., Landrini M. Free-surface flow after a dam break: a comparative study // Schiffstechnik. 2002. Bd 49, N 3. S. 95–104.
8. Ляпидевский В. Ю. Структура турбулентного бора в однородной жидкости // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 2. С. 56–68.
9. Васильев О. Ф. Математическое моделирование гидравлических и гидрологических процессов в водоемах и водотоках (обзор работ, выполненных в Сибирском отделении Российской академии наук) // Водн. ресурсы. 1999. Т. 26, № 5. С. 600–611.
10. Беликов В. В., Милитеев А. Н. Двухслойная математическая модель катастрофических паводков // Вычисл. технологии. 1992. Т. 1, № 3. С. 167–174.
11. Букреев В. И., Гусев А. В., Остапенко В. В. Волны в открытом канале, образующиеся при удалении щита перед неровным дном типа шельфа // Водн. ресурсы. 2004. Т. 31, № 5. С. 540–545.
12. Букреев В. И., Гусев А. В., Остапенко В. В. Распад разрыва свободной поверхности жидкости над уступом дна канала // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2003. № 6. С. 72–83.
13. Киселев П. Г. Справочник по гидравлическим расчетам. М.: Госэнергоиздат, 1957.

14. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Начальная стадия генерации волн при разрушении плотины // Докл. РАН. 2005. Т. 401, № 5. С. 619–622.
15. **Букреев В. И.** О критических скоростях и глубинах при неравномерном установившемся течении в открытом канале // Водн. ресурсы. 2004. Т. 31, № 1. С. 40–45.
16. **Dressler R. F.** Comparison of theories and experiments for the hydraulic dam-break wave // Intern. Assoc. Sci. Hydrology. 1954. V. 3, N 38. P. 319–328.
17. **Букреев В. И., Гусев А. В., Малышева А. А., Малышева И. А.** Экспериментальная проверка газогидравлической аналогии на примере задачи о разрушении плотины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 5. С. 143–152.
18. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Гравитационные волны при распаде разрыва над уступом дна открытого канала // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 64–75.
19. **Букреев В. И.** О глубине воды в проране при частичном разрушении плотины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2005. № 5. С. 115–123.
20. **Букреев В. И.** Ондулярный прыжок при обтекании открытым потоком порога в канале // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 4. С. 40–47.

*Поступила в редакцию 8/IX 2005 г.,
в окончательном варианте — 21/X 2005 г.*
