

УДК 532.59

ОБТЕКАНИЕ ПОРОГА БУРНЫМ ПОТОКОМ В ОТКРЫТОМ КАНАЛЕ

В. И. Букреев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены экспериментальные данные о типичных профилях свободной поверхности и давлении на дне канала при обтекании порога сверхкритическим потоком. Показано, что в этом течении наряду с известной критической глубиной имеется еще две характерных глубины, одна из которых устанавливается на выходе из канала в атмосферу, а другая определяет условия, при которых возмущения распространяются далеко вверх по потоку от порога. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов на основе математической модели, учитывающей турбулентное перемешивание при обрушении волн.

Введение. В последнее время в теории волновых движений жидкости развиваются математические модели, учитывающие такие факторы, как негидростатичность распределения давления, неравномерность распределения скорости по вертикали, наличие сильной завихренности, процесс перемешивания после обрушения волн и потери энергии. Обзор таких моделей содержится в [1]. На их основе можно выполнять расчеты весьма сложных течений более детально, чем на основе традиционных моделей, а также анализировать ряд важных прикладных проблем. В частности, расчеты неустановившихся движений в открытых руслах выполняются, как правило, на основе уравнений Сен-Венана [2–4]. В этих уравнениях используется гидростатический закон распределения давления по глубине потока. Несмотря на то что в уравнениях Сен-Венана учитываются потери энергии (на эмпирической основе), по сути, они являются уравнениями первого приближения теории мелкой воды и не описывают, например, волны типа ондулярного бора, которые образуются в процессе эволюции достаточно интенсивных начальных возмущений [5–7]. Бор с обрушивающимся передним фронтом имитируется в этой модели скачком. Модели, учитывающие негидростатичность распределения давления и процесс перемешивания, отражают реальные процессы более адекватно [8].

Апробация и дальнейшее развитие новых моделей требует дополнительной экспериментальной информации для ряда классических задач гидравлики в таком диапазоне определяющих параметров, в котором ранее использовавшиеся модели существенно расходятся с экспериментом. Одна из таких задач — обтекание порога на дне открытого канала — рассматривается в данной работе. В пространстве параметров этого течения имеется более 10 сильно различающихся режимов. В данной работе приводятся примеры наиболее характерных режимов течения в случае, когда набегающий поток является сверхкритическим.

Наиболее детально в экспериментах обтекание порога изучалось в основном с целью определения коэффициента расхода, причем только в докритическом режиме (см., например, [9, 10]). В [11] предложена одна из первых теорий, учитывающих негидростатичность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 01-01-00846) в рамках Программы поддержки ведущих научных школ России (код проекта 00-05-98542) и Интеграционного проекта № 1 СО РАН.

распределения давления при обтекании порога докритическим набегающим потоком. Наибольшее количество экспериментальных данных для случая сверхкритического набегающего потока получено в основном при изучении движения удобообтекаемого препятствия в устойчиво стратифицированной по плотности жидкости [12, 13]. С определенными допущениями эти данные можно распространить и на случай удобообтекаемого порога в однородной жидкости, используя принцип обращения движения и рассматривая поток со свободной поверхностью как частный случай двухслойной жидкости [12]. Следует учитывать, что оба эти допущения имеют ограниченный диапазон применимости [14].

Методика эксперимента. Опыты проводились в прямоугольном канале из оргстекла длиной 390 см и шириной $B = 6$ см с нулевым уклоном дна. Сверхкритический (бурный) поток создавался с помощью сопла, внутренняя поверхность которого спрофилирована по формуле гиперболического тангенса. Измерения показали, что на выходе из сопла имели место локальное понижение уровня свободной поверхности (примерно на 4 % относительно высоты выходного сечения сопла) и локальное понижение давления на дне канала (примерно на 6 % относительно гидростатического давления). Порог устанавливался за пределами влияния этих локальных неоднородностей, проявляющихся на расстоянии вниз по потоку, не превышающем высоту сопла.

Следует отметить, что для канала ограниченной длины большое значение имеет способ регулирования уровня в его выходном сечении. Например, при поджатии потока сверху вертикальной пластиной набегающие волны могут отражаться от нее. Если регулирующая пластина поджимает поток снизу, а за ней поток вытекает в атмосферу, то отражения волн не наблюдается. Однако в этом случае на некотором расстоянии вверх по потоку изменяется среднее положение уровня свободной поверхности, что приводит к трансформации волн за счет изменения глубины потока. В данной работе применялись оба способа регулирования.

Опыты проводились с порогами различной формы и размеров, изготовленными из оргстекла. Порог 1 имел форму кругового сегмента. Его радиус R и высота b (а следовательно, и длина l) варьировались. Порог 2 имел прямоугольное поперечное сечение высотой b и длиной l . Рассматривалось также обтекание ступеньки (порога 2а), когда задняя грань прямоугольного порога располагалась в выходном сечении канала. Порог 3 имел удобообтекаемую форму. Его передняя грань была очерчена по дуге окружности радиуса 14 см, верхняя грань представляла собой горизонтальную плоскость, а задняя — плоскость, наклоненную к дну канала под углом 11° . Высота этого порога $b = 2,4$ см и длина $l = 30$ см не менялись. Использовался также порог 3а, который отличался от порога 3 только формой передней грани. Она была очерчена не по уравнению окружности, а по уравнению гиперболического тангенса, поскольку в сверхкритическом потоке использование заостренной передней кромки более предпочтительно по сравнению с закругленной. Верхняя и задняя грани не менялись. При этом общая длина порога увеличилась до 50 см. Эксперименты показали, что при прочих равных условиях различие профилей свободной поверхности над порогами 3 и 3а не превышало погрешности измерений.

Объемный расход жидкости Q измерялся с помощью стандартной трубы Вентури, расположенной в подводящем трубопроводе. Для измерения глубины потока в разных точках по длине канала использовались мерные иглы. Средняя скорость измерялась с помощью трубки Пито и пьезометров. Среднеквадратичная погрешность измерения не превышала 0,5 % для расхода, 1 % для скорости и 2 % для глубины. Для визуализации структуры течения в поток вводились частицы алюминиевой пудры. Применялась также видео- и фотосъемка.

Результаты опытов показывают, что при установившемся неравномерном течении в открытом канале, в частности при переходе от одного режима течения к другому, важную

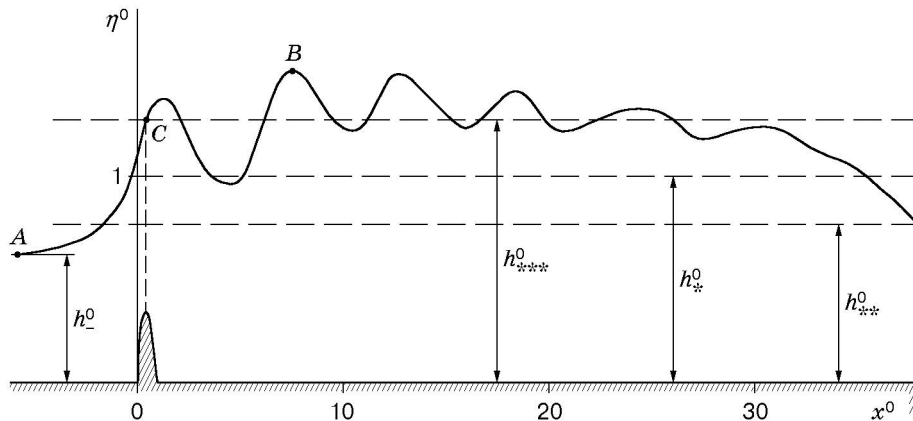


Рис. 1. Профиль свободной поверхности за порогом 1 ($h_* = 4$ см; $b^0 = 0,35$; $Fr = 2,63$)

роль играют три характерных глубины:

$$h_* = \sqrt[3]{q^2/g}, \quad h_{**} \approx 0,77h_*, \quad h_{***} \approx 1,27h_*.$$

Здесь $q = Q/B$ — удельный расход (на единицу ширины канала); g — ускорение свободного падения. Значения коэффициентов получены экспериментально. В гидравлике h_* называется критической глубиной [9, 10]. Поток глубиной $h > h_*$ называется докритическим (спокойным), а глубиной $h < h_*$ — сверхкритическим (бурным) [9, 10]. В области значений $h \approx h_{**}$ меняется форма гидравлического прыжка. При глубине набегающего потока $h_- < h_{**}$ имеет место классический гидравлический прыжок с вальцом в его головной части, а в диапазоне $h_{**} < h_- < h_*$ образуется гладкий ондулярный прыжок. Ниже приведен ряд примеров, в которых наряду с h_* существенно значение характерной глубины h_{**} . Глубина h_{***} является сопряженной с h_{**} (смысл этого термина пояснен в [9, 10]). При построении графиков линейные размеры нормировались величиной h_* . Безразмерные величины отмечены верхним индексом “нуль”. Характерное число Фруда определено как

$$Fr = q/(h_- \sqrt{gh_-}) = (h_*/h_-)^{3/2}.$$

Результаты опытов. На рис. 1 показан профиль свободной поверхности $\eta^0(x^0)$ (x^0 — безразмерная продольная координата) в окрестности порога 1 в случае, когда на выходе из канала поток свободно вытекает в атмосферу, а глубина набегающего потока $h_- < h_{**} < h_*$. В отсутствие порога течение оставалось сверхкритическим вплоть до выхода из канала. При наличии порога образовывались интенсивные нелинейные волны, которые, по сути, являются разновидностью гладкого ондулярного гидравлического прыжка, но имеют некоторые особенности.

Точки A и B на рис. 1 соответствуют взаимно сопряженным значениям η^0 , вычисленным по формуле [9, 10]:

$$\eta_B^0 = \eta_A^0 [\sqrt{1 + 8/(\eta_A^0)^3} - 1]/2. \quad (1)$$

Над ровным дном отношение сопряженных глубин, при котором получен профиль свободной поверхности на рис. 1, соответствует области существования совершенных гидравлических прыжков с вальцом в головной части [9]. Однако в эксперименте реализовался гладкий ондулярный прыжок. Тем самым данный пример показывает, что при наличии порога область существования гладких ондулярных прыжков расширяется.

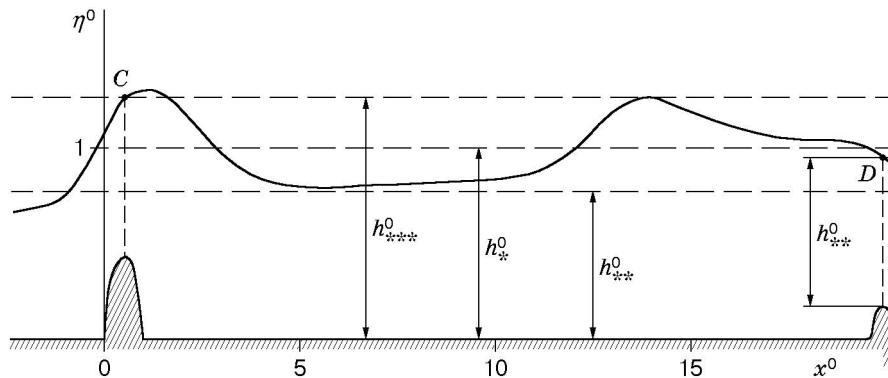


Рис. 2. Профиль свободной поверхности между двумя порогами 1 ($h_* = 7,65$ см; $Fr = 3,7$; $b^0 = 0,431$; $b_1^0 = 0,183$)

Интересной особенностью рассматриваемого примера является то, что на выходе из канала устанавливается характерная глубина h_{**}^0 , а непосредственно над гребнем порога (в точке C) $\eta_C^0 = h_{***}^0$. В результате ондуляции происходят в основном в докритическом течении в окрестности глубины h_{***}^0 , а не в окрестности η_D^0 , как это должно быть в случае ондулярного прыжка над ровным дном. Таким образом, при прочих равных условиях за порогом потенциальная энергия потока с ондулярным прыжком меньше, чем над ровным дном.

В данном случае возмущения не распространяются далеко вверх по потоку. Эксперименты показывают (см. ниже), что в случае удобообтекаемого порога для распространения возмущений далеко вверх по потоку необходимо, чтобы уровень свободной поверхности над гребнем (в точке C) превышал характерную сопряженную глубину h_{***}^0 . В обсуждаемом примере состояние течения близко к критическому. При уменьшении расхода на 3 % вверх по потоку от порога распространялся бор с обрушивающимся передним фронтом.

На рис. 2 показан профиль свободной поверхности за тем же порогом, что на рис. 1, но при большем значении Fr . Кроме того, на выходе из канала имеется препятствие в виде порога того же типа, но меньшей высоты: $b_1^0 = 0,183$. За основным порогом высотой $b^0 = 0,431$ образуются одиночный горб (“солитон”) и протяженная яма, течение в которой является сверхкритическим. Второй “солитон” на рис. 2 формируется под влиянием конкретных условий на выходе из канала. При иных условиях может образоваться либо ондулярный, либо классический гидравлический прыжок. Следует отметить, что и в обсуждаемом примере на выходе из канала устанавливается характерная глубина h_{**}^0 , т. е. в точке D на рис. 2 имеет место соотношение $\eta_D^0 = h_{**}^0 + b_1^0$. Тем самым диапазон, в котором справедлива такая закономерность, расширяется по сравнению с полученным ранее, в частности для докритического течения.

В отличие от примера на рис. 1 состояние данного течения далеко от критического, при котором волны начинают распространяться вверх по потоку от препятствия. Тем не менее непосредственно над гребнем порога $\eta_C^0 \approx h_{***}^0$. Следовательно, это удобное при математическом моделировании условие справедливо в достаточно широком диапазоне параметров, границы которого еще предстоит изучить. Предварительно можно отметить, что порог должен быть удобообтекаемым и достаточно коротким, чтобы максимум образующегося над ним “солитона” был смещен вниз по потоку от гребня порога.

На рис. 3 приведен пример обтекания порога 2а (ступеньки) в условиях, когда за ступенькой образуется классический гидравлический прыжок. Особый интерес представляют два обстоятельства. Во-первых, перед прыжком (в точке C) имеет место соотношение

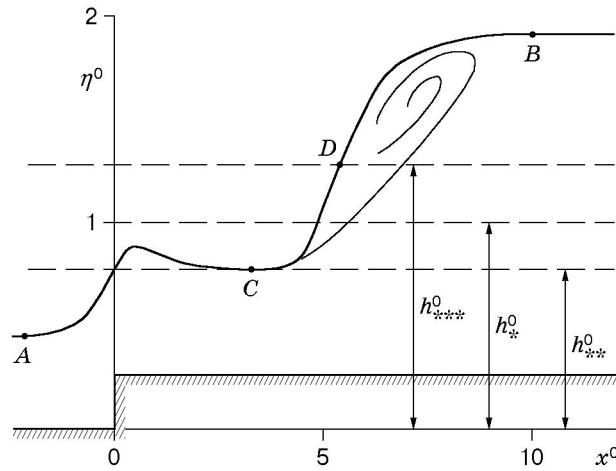


Рис. 3. Классический гидравлический прыжок за ступенькой (порогом 2а) ($h_* = 4,2$ см; $b^0 = 0,26$; $Fr = 3,11$; расстояние от ступеньки до выхода из канала $l^0 = 21$)

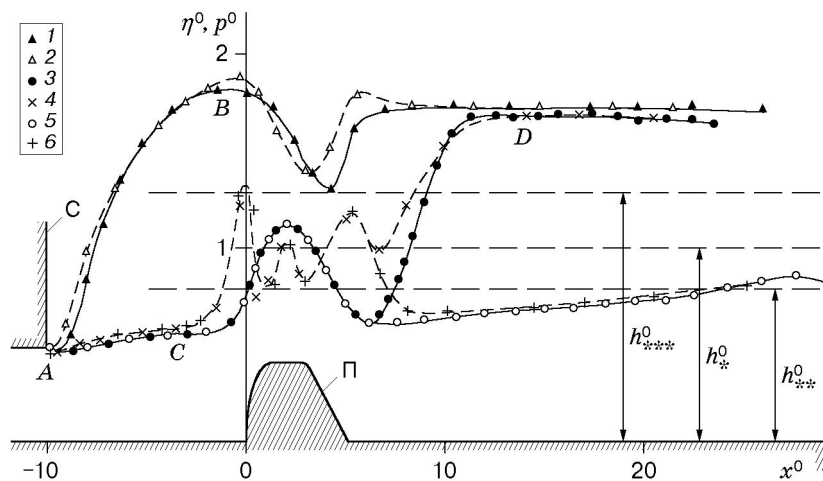


Рис. 4. Профили свободной поверхности η^0 (1, 3, 5) и давления на дне канала p^0 (2, 4, 6) при $h_* = 5,8$ см; $b^0 = 0,42$; $Fr = 2,75$:
1, 2 — $h_+^0 = 1,7$; 3, 4 — $h_+^0 = 1,6$; 6, 7 — $h_+^0 = h_{**}^0$; C — сопло; П — порог 3

$\eta_C^0 = h_{**}^0$. Во-вторых, уровни свободной поверхности в точках A и B являются взаимно сопряженными по формуле (1), полученной для прыжка над ровным дном. Таким образом, существует диапазон параметров течения, в котором классическая формула (1) применима и к гидравлическим прыжкам в канале со ступенькой.

Следует также отметить, что в обсуждаемом примере возмущение далеко вверх по потоку не распространяется, хотя на профиле свободной поверхности имеется точка D, в которой $\eta_D^0 = h_{***}^0$. Эта точка расположена достаточно далеко от ступеньки, и ей предшествует сверхкритическое течение. Возмущение начинало распространяться вверх по потоку при таком сочетании параметров, когда точка D оказывалась непосредственно над ступенькой.

На рис. 4 приведены результаты экспериментов с порогом 3. Здесь наряду с зависимостями $\eta^0(x^0)$ показано распределение давления на дне канала $p^0(x^0)$. Давление нормировано величиной $\rho g \eta$ (ρ — плотность жидкости), так что при гидростатическом законе распределения давления должно выполняться соотношение $p^0 = \eta^0$. В этой серии опытов при неизменных значениях h_* и h_- варьировалась глубина нижнего бьефа h_+ .

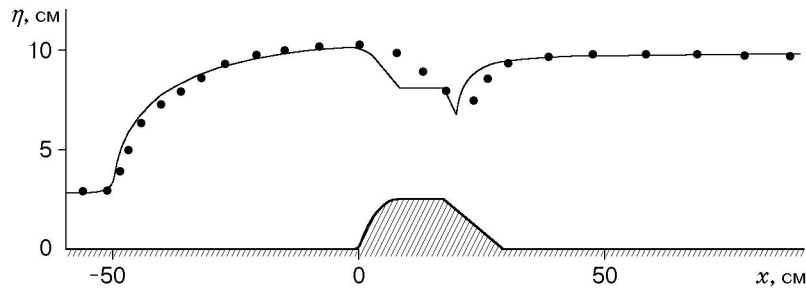


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для порога 3 ($h_* = 5,8$ см; $b^0 = 0,42$; $Fr = 2,75$; $h_+^0 = 1,7$)

Точки 5, 6 получены в условиях, когда в выходном сечении канала отсутствовал регулятор уровня и поток находился в сверхкритическом состоянии как до порога, так и на значительном расстоянии за ним. В соответствии с теорией идеальной жидкости над порогом образуется бугор, а за порогом под действием трения на дне и стенках канала уровень свободной поверхности монотонно увеличивается. На выходе из канала, как и в примерах на рис. 1, 2, установилась глубина h_{**}^0 . Распределение давления отличается от гидростатического только над самим порогом, а также на расстояниях порядка $2h_*$ до порога и $5h_*$ за порогом.

Точки 3, 4 получены при существенном увеличении глубины h_+ по сравнению с предыдущим примером с помощью вертикальной пластины, выступающей над дном в выходном сечении канала. При этом за порогом образовался классический гидравлический прыжок, а течение над порогом и перед ним осталось таким же, как в предыдущем примере. В гидравлике такой режим обтекания порога называется неподтопленным [9, 10]. Глубины в точках C и D являются взаимно сопряженными в соответствии с формулой (1). Этот пример подтверждает существование диапазона параметров, в котором наличие порога не влияет на значения сопряженных глубин, полученные для ровного дна.

Точки 1, 2 получены при увеличении глубины h_+ всего на 6,3 % по сравнению со случаем, которому соответствуют точки 3, 4. Однако это привело к образованию двух гидравлических прыжков с вальцом в головной части: до порога и за ним. Для прыжка до порога сопряженные глубины устанавливаются в точках A и B, а для прыжка за порогом сопряженным глубинам по-прежнему соответствуют точки C и D. В данном примере отклонение от гидростатического закона незначительно и имеет место только над задней гранью порога.

Закключение. Современные математические модели способны описывать рассматриваемое течение в достаточно широком диапазоне параметров. На рис. 5 приведены результаты проверки математической модели [1, 8], учитывающей процесс турбулентного перемешивания при обрушении волн. Экспериментальные точки соответствуют точкам 1 на рис. 4, сплошная линия — результат расчета. Видно, что модель удовлетворительно описывает даже сложный режим течения с двумя гидравлическими прыжками. Для тестирования других моделей полученные экспериментальные данные сведены в таблицу.

Вместе с тем при обтекании порога имеют место сложные процессы, для математического моделирования которых требуются принципиально новые подходы. В качестве примера на рис. 6 приведена фотография каверны, образующейся в результате отрыва потока от передней кромки порога. Сильный разрыв сплошности жидкости, наблюдающийся на рис. 6, имеет место при достаточно больших значениях Fr и b^0 . Каверны образуются также за порогом [15]. В отличие от них каверна на рис. 6 не соприкасается ни с одной из твердых границ.

Вариант 1			Вариант 2			Вариант 3		
x^0	η^0	p^0	x^0	η^0	p^0	x^0	η^0	p^0
-10,9	—	0,61	-10,9	—	0,61	-11	—	0,61
-10	0,50	0,46	-10	0,50	0,46	-10,2	0,51	0,50
-9,5	0,48	0,50	-8,5	0,49	0,50	-9,5	0,50	0,50
-7	0,52	0,54	-7	0,53	0,53	-9	0,51	0,66
-5	0,55	0,57	-5	0,55	0,57	-8	0,90	1,00
-3	0,56	0,60	-3	0,56	0,59	-7	1,22	1,24
-2	0,56	0,66	-2	0,57	0,65	-5	1,58	1,58
-1	0,59	0,85	-1	0,59	0,85	-3	1,75	1,75
-0,25	0,68	1,25	-0,25	0,68	1,30	-1,5	1,80	1,80
0,45	0,86	0,97	0,45	0,86	0,95	-0,3	1,80	1,90
1,4	1,05	0,81	1,40	1,07	0,82	0,5	1,78	1,79
2,1	1,08	1,04	2,1	1,09	1,05	1,45	1,68	1,59
3	1,06	0,83	3	1,06	0,84	2,2	1,55	1,55
4	0,89	0,89	4	0,89	0,89	3	1,40	1,39
5,3	0,66	1,17	5,3	0,66	1,17	4	1,30	1,50
7	0,62	0,81	6,2	0,60	1,00	5,4	1,61	1,76
8	0,62	0,67	7	0,66	1,02	7	1,68	1,68
9	0,63	0,66	8	0,81	1,20	9	1,68	1,68
12	0,65	0,67	9	1,22	1,35	12	1,68	1,68
14	0,67	0,69	10	1,50	1,50	15	1,68	1,68
20	0,71	0,73	11,5	1,65	1,65	20	1,69	1,68
24	0,75	0,76	15	1,65	1,65	25	1,69	1,69
26	0,81	0,81	17,5	1,66	1,66	—	—	—

Примечание. Варианту 1 соответствуют следующие условия экспериментов: $h_* = 5,8$ см, $h_-^0 = 0,5$, $h_+^0 < h_*$, прыжка нет; варианту 2 — $h_* = 5,8$ см, $h_-^0 = 0,5$, $h_+^0 = 1,65 > h_*$, прыжок за порогом; варианту 3 — $h_* = 5,7$ см, $h_-^0 = 0,51$, $h_+^0 = 1,68 > h_*$, прыжки до порога и за ним.

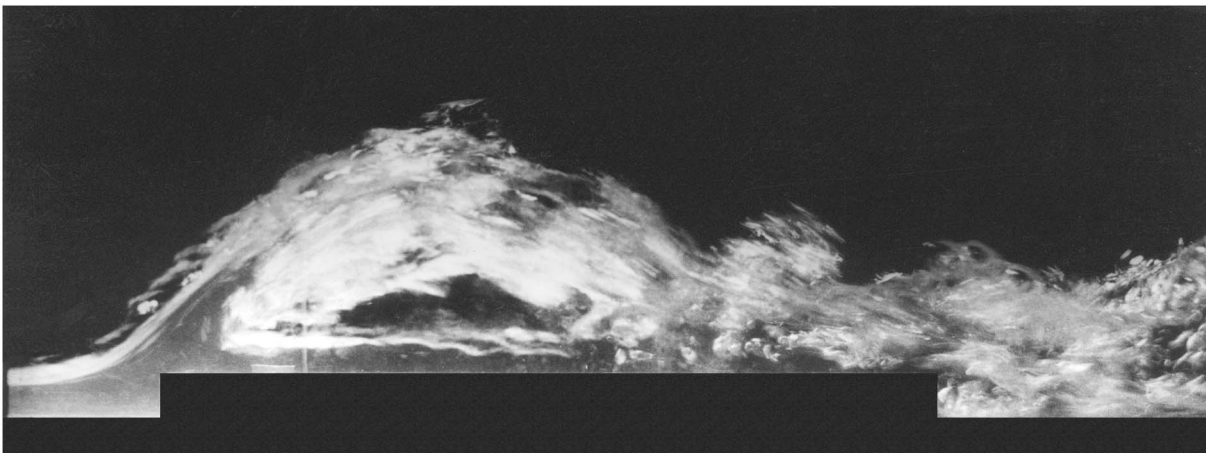


Рис. 6. Воздушная каверна над порогом 2 ($h_* = 4,1$ см; $b^0 = 0,34$; $l^0 = 5,62$; $Fr = 3,91$)

Автор выражает благодарность А. В. Гусеву за помощь в проведении опытов и оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ляпидевский В. Ю., Тешуков В. М.** Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
2. **Dreisler R. E.** Comparison of theories and experiments for the hydraulic dam-break wave // Intern. Assoc. Sci. Hydrology. 1954. N 38. P. 319–328.
3. **Стокер Дж. Дж.** Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1969.
4. **Гладышев М. Т.** О распространении разрывов в открытых руслах // Изв. вузов. Энергетика. 1965. № 11. С. 70–77.
5. **Favre H.** Ondes de translation dans les canaux decouverts. Paris: Dunod, 1935.
6. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Волны в канале впереди вертикальной пластины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 1. С. 82–90.
7. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Волны впереди подводного крыла. Эксперимент // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2001. № 4. С. 72–80.
8. **Bukreev V. I., Gusev A. V., Liapidevskii V. Yu.** Blocking effects in supercritical flows over topography // PIV and modeling water wave phenomena: Proc. of the Intern. symp., Cambridge, UK, 17–19 Apr., 2002. Oslo (Norway): Univ. of Oslo, 2002. P. 86–90.
9. **Киселев П. Г.** Справочник по гидравлическим расчетам. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957.
10. **Ven Te Chow.** Open-channel hydraulics. N. Y. etc.: McGraw Hill Book Co., 1959.
11. **Смыслов В. В.** Теория водослива с широким порогом. Киев: Изд-во АН УССР, 1956.
12. **Baines P. G.** Topographic effects in stratified flow. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
13. **Букреев В. И., Гаврилов Н. В.** Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1990. № 2. С. 102–105.
14. **Букреев В. И.** Ондулярный прыжок при обтекании открытым потоком порога в канале // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 4. С. 40–47.
15. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Каверны за водосливом с широким порогом // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 129–135.

Поступила в редакцию 14/V 2002 г.
