

01;03

©1993 г.

ОБ ОБРАЩЕНИИ ТЕЧЕНИЯ В ЗАДАЧЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ ПОД ДЕФОРМИРУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА

Н.В.Земляная

Используется положение релятивистской гидродинамики, в соответствии с которым в поле сил тяжести инвариантом является тензор энергии-импульса, в нерелятивистском приближении преобразующейся в уравнения сохранения энергии и импульса. Применяются преобразования Галилея при переходе от неподвижных координат к подвижным в задаче движения тела под деформируемой поверхностью раздела сред разной плотности. Показывается, что после этих преобразований уравнение сохранения энергии в координатах, движущихся вместе с телом, не соответствует подобному уравнению при обтекании тела. Проводятся экспериментальные исследования в гидродинамическом лотке специальной конструкции, позволяющей выполнять условия обращения на твердой границе. Показывается соответствие теории экспериментальным данным, что позволяет делать утверждения об отсутствии обращения в данной задаче.

1. Обращение течения, т.е. наложение на систему жидкость-движущееся тело равномерного поступательного потока, направленного в противоположную движению сторону, является широко используемым в гидромеханике приемом, позволяющим нестационарную задачу в неподвижных координатах, которую назовем задачей о движении тела в жидкости, заменить эквивалентной стационарной задачей движения жидкости относительно тела, которую назовем обтеканием тела.

Термин "тангенциальный разрыв" в данной работе имеет обычный смысл [1], предполагающий непрерывность нормальной компоненты скорости и давления жидкости при переходе через поверхность разрыва, общеизвестным примером которой является свободная поверхность.

Как правило, при рассмотрении задач, указанных выше, не подвергается сомнению, что обращение при сохранении силовых воздействий можно делать всегда. В данной работе ставится цель показать, что движение тела под деформируемой границей тангенциального разрыва в поле сил тяжести не имеет обращения, так как невозможно сохранить в указанных случаях одинаковые силовые воздействия. Кажущееся парадоксальным последнее утверждение ни в коей мере не ставит под сомнение правомерность преобразований Галилея в нерелятивистском приближении. Более того, эти преобразования используются ниже при переходе от неподвижных координат к подвижным. Скорее, в данной работе

постановка задачи и результаты ее являются следствием последовательного применения положений релятивистской гидродинамики [1], утверждающей, что в общей, а не специальной теории относительности, т.е. в поле сил тяжести, инвариантом является тензор энергии-импульса. В нерелятивистском приближении тензор энергии-импульса преобразуется в уравнение сохранения энергии и сохранения импульса. Таким образом, в поле сил тяжести инвариантны последние уравнения движения. Это утверждение иллюстрировано в известной монографии "Теоретическая гидродинамика" [2]. В ней рассматриваются абсолютное движение жидкости, отнесенное к подвижной системе координат, и относительное (здесь сохраняется терминология авторов работы [2]), для описания каждого из которых выводятся собственные, несовпадающие уравнения движения в форме Ламба [2, с.54]. Затем уравнение сохранения энергии, написанное для неподвижных координат, для перехода к подвижным преобразуется в соответствии с правилами дифференцирования сложных функций и принципом относительности Галилея, что позволяет получить уравнение сохранения энергии, соответствующее уравнениям абсолютного движения жидкости, отнесенным к подвижной системе координат [2, с.114].

Серьезность издания, в котором излагаются эти положения, с одной стороны, и внешнее впечатление о несоответствии вышеизложенного принципу относительности Галилея, с другой, послужили побудительными мотивами постановки экспериментальных исследований. В нашем эксперименте исследовалось течение около движущихся по дну канала крыла и тела вращения и их обтекание. Основной трудностью было обеспечить адекватность обращения условий на твердой границе. Для того чтобы при обтекании было исключено влияние сил трения о твердые поверхности, дно гидродинамического лотка было выполнено в виде ленты, синхронно перемещающейся с потоком [3]. Это позволило иметь эпюру скорости по вертикали в виде прямоугольника. Технически сложно было исключить влияние трения о боковые стенки и трение на границе вода-воздух, но простые расчеты показывают, что эти силы весьма незначительны. Кроме этого, эксперименты по обтеканию были проведены в лотке как с подвижным дном, так и неподвижным. Никаких отличий в величинах геометрических характеристик, например в глубинах жидкости над моделью, не было обнаружено, что позволяет считать эксперимент корректным.

Ниже излагаются результаты теоретических и экспериментальных исследований, которые подтверждают положения, изложенные в работе [2], и дают основания утверждать, что при оговоренных выше условиях преобразования Галилея неадекватны процедуре обращения течения.

2. Рассмотрим двумерную задачу движения тела со скоростью u_0 вдоль горизонтальной поверхности под границей раздела, являющейся одновременно и границей тангенциального разрыва двух несмешивающихся идеальных жидкостей плотностью ρ_1 и ρ_2 .

Обозначим $\varphi_1 = \varphi_1(\xi, \eta, t)$ потенциал вызванных движением тела скоростей, включая потенциал волновых движений жидкости плотностью ρ_1 ; $\varphi_2 = \varphi_2(\xi, \eta, t)$ — потенциал волновых движений жидкости плотностью ρ_2 . Применяя интеграл Коши-Лагранжа для вызванного потенциального те-

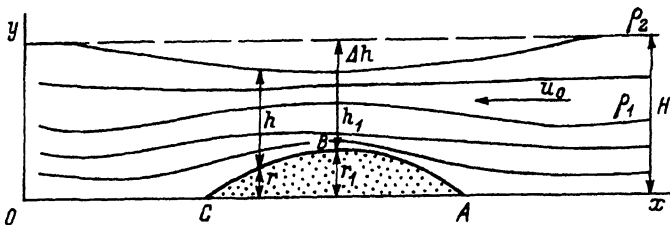


Рис. 1. Линии тока при изображении движения тела в подвижных координатах.

чения непосредственно под границей раздела, получим

$$\frac{P_i}{\rho_1} + \frac{1}{2} \nabla \varphi_1 \cdot \nabla \varphi_2 + \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + gr(\xi) + gh(\xi) = C_0, \quad (1)$$

где P_i — давление на границе раздела, g — ускорение силы тяжести, r — высота тела, h — глубина жидкости плотностью ρ_1 над движущимся телом.

Далее представим картину течения (рис. 1) и выражение (1) в подвижной, соединенной с телом системе координат (x, y, t)

$$x = \xi - u_0 t, \quad y = \eta \quad (2)$$

так, как это сделано, например, в работе [2]. Производные по времени и пространству в неподвижной $\partial/\partial t$ и подвижной $\partial/\partial t$ системах связаны соотношениями [4,5]

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - u_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \quad (4)$$

использование которых дает интеграл Коши-Лагранжа (1) в подвижной системе координат в виде

$$\frac{P_i}{\rho_1} + \frac{1}{2} \nabla \varphi_1 \cdot \nabla \varphi_1 + \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - u_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + gr(x) + gh(x) = C_0. \quad (5)$$

Воспользуемся условием непрерывности давления при переходе через границу раздела и применим интеграл Коши-Лагранжа непосредственно над границей раздела

$$\frac{P_i}{\rho_2} + \frac{1}{2} \nabla \varphi_2 \cdot \nabla \varphi_2 + \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - u_0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} + gr(x) + gh(x) = C_1. \quad (6)$$

Исключая из уравнений (5) и (6) давление P_i и учитывая, что в подвижной системе координат поле вызванных скоростей является стационарным и $\partial \varphi_1 / \partial t = 0$, $\partial \varphi_2 / \partial t = 0$, получим

$$\frac{1}{2} \nabla \varphi_1 \cdot \nabla \varphi_1 - u_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{1}{2} \nabla \varphi_2 \cdot \nabla \varphi_2 - u_0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} \right) + g' \Gamma + g' h = C, \quad (7)$$

где $g' = g(\rho_1 - \rho_2) / \rho_1$.

В подвижной и неподвижной системах координат по пространственным координатам в соответствии с соотношениями (2)–(4) совпадают, поэтому

$$\nabla\varphi_1 = \mathbf{i}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\xi} + \mathbf{j}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\eta} = \mathbf{i}\frac{\partial\varphi_1}{\partial x} + \mathbf{j}\frac{\partial\varphi_1}{\partial y} = \omega, \quad (8)$$

где \mathbf{i}, \mathbf{j} — единичные векторы в направлении осей x, y ; ω — вектор вызванной движением тела скорости.

Вызванные движением тела скорости связаны с перемещением масс жидкости, объемный расход которых q , приходящийся на единицу ширины тела, может быть определен из граничного условия непротекания через поверхность тела S [2]

$$q = \int_A^B u_n dS = \int_A^B u_0 \frac{dy}{dS} dS = u_0 r, \quad (9)$$

где u_n — нормальная к поверхности тела составляющая скорости.

При небольшой глубине потока h_1 могут быть приняты условия “мелкой воды”, тогда вызванные скорости над телом значительного удлинения определяются из соотношения

$$|\mathbf{i}\omega| = \frac{q}{h}. \quad (10)$$

В интервале значений x , в котором справедливо соотношение (10), уравнение (7) после подстановки (8) и (10) приводится к виду

$$\frac{q^2}{2h^2} + u_0 \frac{q}{h} + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(u_0 \frac{\partial\varphi_2}{\partial x} - \frac{1}{2} \nabla\varphi_2 \cdot \nabla\varphi_2 \right) + g'r + g'h = C. \quad (11)$$

Дифференцирование зависимости (11) по x позволяет получить соотношение

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{-\frac{\partial r}{\partial x} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(u_0 \frac{\partial\varphi_2}{\partial x} - \nabla\varphi_2 \cdot \nabla\varphi_2 / 2 \right)}{\left(1 - \frac{q^2}{h^3 g'} - \frac{u_0 q}{h^2 g'} \right)}. \quad (12)$$

Таким образом, поведение границы раздела существенным образом зависит от величины

$$F_m = \frac{\omega^2}{g'h} + \frac{u_0 \omega}{g'h} = \frac{q^2}{h^3 g'} + \frac{u_0 q}{h^2 g'}, \quad (13)$$

где индекс m относится в числам Фруда, характеризующим движение тела.

При движении тела под поверхностью раздела между водой и воздухом $\rho_2 \ll \rho_1$, поэтому вторым членом в числителе правой части уравнения (12) можно пренебречь; если $F_m < 1$, то граница раздела при $dr/dx > 0$ понижается над движущимся телом, если $F_m > 1$, то повышается.

Рассмотрим обтекание, сообщив системе поступательную скорость, равную скорости тела, но направленную в противоположную сторону. В обтекании тело становится неподвижным, жидкости плотностью ρ_1 и ρ_2 приобретают далеко впереди тела скорость u_0 и потенциал φ_0 . Координаты x, y неподвижны относительно тела.

Положим, что потенциал в жидкости плотностью ρ_1 равен $\varphi_0 + \varphi_1$, в котором φ_1 включает волновые и вызванные телом движения, потенциал в жидкости плотностью ρ_2 равен $\varphi_2 + \varphi_0$, где φ_2 , как и в предыдущем случае, описывает волновые перемещения в верхнем слое, и применим интеграл Коши-Лагранжа непосредственно под и над границей раздела

$$\frac{P_i}{\rho_1} + \frac{1}{2} \nabla(\varphi_0 + \varphi_1) \cdot \nabla(\varphi_0 + \varphi_2) + gh(x) + gr(x) = C_1, \quad (14)$$

$$\frac{P_i}{\rho_2} + \frac{1}{2} \nabla(\varphi_0 + \varphi_2) \cdot \nabla(\varphi_0 + \varphi_2) + gh(x) + gr(x) = C_2. \quad (15)$$

Исключая из последних уравнений давление, обозначая вызванные скорости в нижней жидкости $-i\omega = \nabla\varphi_1$ и учитывая, что $\nabla\varphi_0 = -iu_0$, приведем соотношения (14) и (15) к виду

$$\frac{(u_0 + \omega)^2}{2} - \frac{\rho_2}{2\rho_1} u_0^2 + \left(iu_0 \cdot \nabla\varphi_2 - \frac{1}{2} \nabla\varphi_2 \cdot \nabla\varphi_2 \right) + g'(h + r) = C. \quad (16)$$

Для "мелкой воды" и из условия сохранения расхода жидкости

$$u_0 + \omega = \frac{u_0 H}{h} = \frac{Q}{h}. \quad (17)$$

Подстановка соотношений (17) в уравнение (16) позволяет получить

$$\frac{Q^2}{2h^2} - \frac{\rho_2}{2\rho_1} u_0^2 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(iu_0 \cdot \nabla\varphi_2 - \frac{1}{2} \nabla\varphi_2 \cdot \nabla\varphi_2 \right) + g(h + r) = C. \quad (18)$$

Дифференцирование (18) по x определяет

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{-\frac{\partial r}{\partial x} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(iu_0 \cdot \nabla\varphi_2 - \frac{1}{2} \nabla\varphi_2 \cdot \nabla\varphi_2 \right)}{1 - \frac{(u_0 + \omega)^2}{g'h}}. \quad (19)$$

Второе слагаемое в знаменателе представляет известное плотностное число

$$F_s = \frac{(u_0 + \omega)^2}{g'h}, \quad (20)$$

характеризующее поведение границы раздела при обтекании тела. В потоке со свободной поверхностью ($\rho_2 \ll \rho_1$) вторым числом в числителе можно пренебречь, тогда, если $F_s < 1$, граница раздела при $\partial r / \partial x > 0$ понижается, при $F_s > 1$ повышается.

Сопоставление зависимостей (13) и (20) показывает, что для движения тела и его обтекания критериальные соотношения имеют разный вид. Это означает, что переход от докритического состояния к надкритическому происходит для двух рассматриваемых случаев при разных скоростях движения тела и набегающего потока, что вытекает из неадекватности условий перехода (13) и (20).

Докритическое состояние показано на рис. 1. Для этого состояния характерно понижение уровня жидкости над моделью на величину Δh . Уровень жидкости перед моделью выше уровня за ней только для вязкой

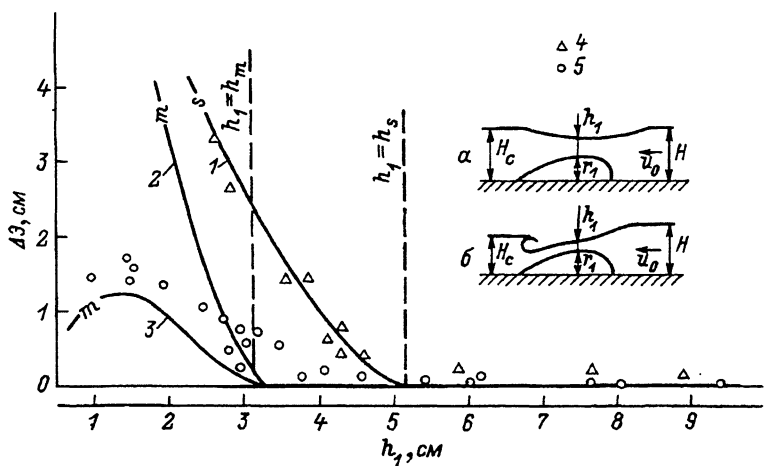


Рис. 2. Сопоставление расчетных зависимостей и экспериментальных данных при обтекании и движении тела, $u_0 = 0.31$ м/с.

1, 2 — расчетные кривые при обтекании и движении тела; 3 — расчетные кривые при движении тела, $q \neq \text{const}$; 4, 5 — экспериментальные точки при обтекании и движении тела; а — $h_1 > h_s$, $\Delta\theta = 0$; б — $h_1 = h_s$, $\Delta\theta > 0$.

жидкости и должен соответствовать силам вязкого сопротивления. Переход от докритического состояния к надкритическому сопровождается разрывом типа ударной волны [1]. При надкритическом режиме энергии потока до начала движения недостаточно для преодоления препятствия и происходит повышение уровня перед моделью до тех пор, пока энергия не достигнет величины, необходимой для преодоления препятствия. Это состояние показано на вставке б к рис. 2.

Переход от докритического состояния к надкритическому происходит, когда глубина над моделью h_1 (рис. 1) приобретает критическое значение. Величина критической глубины может быть найдена из зависимости (12) для движения тела и зависимости (19) для обтекания тела, если знаменатели этих формул приравнять нулю. Тогда критическая глубина для движущегося тела находится из кубического уравнения

$$\frac{q^2}{h_m^3 g'} + \frac{u_0 q}{h_m^2 g'} - 1 = 0, \quad (21)$$

для обтекания тела

$$h_s = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{g'}}. \quad (22)$$

Уравнение сохранения энергии, уравнение сохранения массового расхода и условие перехода к надкритическому режиму позволяют составить систему из трех уравнений, описывающих критическое состояние, для движения тела и его обтекания. При течении в канале со свободной поверхностью имеем для движения тела

$$\frac{\omega u_0}{g} + \frac{\omega^2}{2g} + h_m + r = H,$$

$$r_1 u_0 = h_m \omega,$$

$$gh_m - u_0\omega - \omega^2 = 0,$$

для обтекания тела

$$\frac{\omega u_0}{g} + \frac{\omega^2}{2g} + h_s + r = H,$$

$$H u_0 = h_s(u_0 + \omega),$$

$$gh_s - 2u_0\omega - \omega^2 - u_0^2 = 0. \quad (23)$$

Из системы (23) при известных r_1 и u_0 можно найти глубину жидкости в канале H , вызванную скорость ω и критическую глубину.

3. Для проверки полученных теоретических зависимостей были проведены экспериментальные исследования свободной поверхности жидкости и поля скорости потока в гидродинамическом лотке, конструкция которого позволяла перемещать модель при неподвижном дне и перемещаться подвижному дну синхронно с жидкостью, набегающей на неподвижное тело. Принципиальная схема лотка описана в нашей работе [3]. В рабочей установке длина лотка составляла 6 м, ширина 0.4 м, высота 0.32 м. При максимальной скорости движения модели 0.4 м/с длина участка, на котором устанавливалось стационарное состояние в координатах, движущихся вместе с телом, составляла 2 м.

Эксперименты с крылом (двумерная задача) были выполнены при скорости движения и обтекания 0.15 – 0.40 м/с. Крыло имело длину 0.4 м, высоту $r_1 = 0.043$ м.

В исследованиях трехмерной задачи тело вращения вдоль длинных осей было разделено на четыре равные части. Выделенная часть длиной 0.4 м и радиусом 0.05 м, двигаясь по направляющей, плотно прилегалась поверхностями к дну и боковой стенке лотка. В таком эксперименте неизбежно было влияние пограничного слоя боковой стенки, но движение модели у стенки исключало осцилляции как самой модели, так и возмущений перед ней, что существенно увеличивало надежность измерений. Поскольку одной из главных целей эксперимента было обнаружить общие черты поведения при движении двумерного или трехмерного препятствия, то такой эксперимент полагался имеющим смысл.

Для измерения скоростей жидкости использовалась трубка Пито, отклонения поверхности фиксировались при помощи фотосъемки и по перемещениям поплавка. Система преобразования сигнала перемещения включала механотронный преобразователь типа 6ХС и усилитель сигнала с дальнейшим выходом на самописец. Чувствительность системы с механотронным преобразователем составляла ± 10 мкм. Точность измерения абсолютных перемещений поплавка лежала в пределах ± 0.2 мм.

Всего было проведено при глубинах от 0.06 до 0.15 м дублированных по три раза 200 экспериментов, подтвердивших основные положения теории и показавших прежде всего, что в данной задаче допустимо анализировать явления в рамках моделей невязкой жидкости. На рис. 2 показаны результаты проверки возможности применения интеграла Коши-Лагранжа в виде (11) и (12). Для построения расчетных зависимостей глубина h_1 бралась из эксперимента. Глубина жидкости перед моделью H определялась из уравнения Коши-Лагранжа. На основании этих расчетов построены кривые 1 для обтекания и 2 для движения при условии, что весь вытесняемый телом расход жидкости q перетекает над

моделью в пространстве за ней. Результаты эксперимента показаны точками 4 и 5 соответственно для обтекания и движения. При докритическом режиме глубина жидкости перед движущейся и обтекаемой моделью равна глубине жидкости в лотке до начала проведения эксперимента H_c . Разница в удельных, отнесенных к весу энергий жидкости $\Delta\mathcal{E}$ равна в этом случае нулю. Для движения $\Delta\mathcal{E} = H - H_c$, для обтекания $\Delta\mathcal{E} = H + u^2/2g - (H_c + u_0^2/2g)$. При переходе через $h_1 = h_m$ и $h_1 = h_s$ происходит запираание, уровень жидкости перед моделью повышается и $\Delta\mathcal{E} > 0$.

Эксперименты показали, что переход к надкритическому состоянию при движении и обтекании происходит при разных глубинах над моделью и соответствует расчетам по формулам (21) и (22). Стационарное обтекание хорошо подчиняется уравнениям теории невязкой жидкости. При движении тела глубина воды перед моделью в надкритическом режиме не соответствует интегралу Коши-Лагранжа в форме (11), так как количество жидкости, перетекающей через модель, не соответствует зависимости (9). Как показали измерения скоростей, часть вытесняемой жидкости перемещается впереди модели. Глубина жидкости над телом в надкритическом режиме определяется в гидравлике из принципа минимума удельной энергии Б.И.Бахметева [6]. Этот подход соответствует принципу наименьшего действия. Если устремить лагранжиан обтекания

$$L_s = \frac{u_0^2 H^2}{2h_1^2} - [-g(r_1 + h_1)] \quad (24)$$

и лагранжиан движения

$$L_m = \frac{u_0^2 r_1^2}{2h_1^2} + \frac{u_0^2 r_1}{h_1} - [-g(r_1 + h_1)] \quad (25)$$

к минимуму, то глубина потока над моделью равна соответственно $h_1 = h_s$ и $h_1 = h_m$. Опытные данные соответствуют расчетным при $q = r_1 u_0$ только для обтекания. Для движения тела $h_1 < h_m$.

Обозначим через q_1 расход жидкости, перетекающей через модель, тогда расход, перемещающийся впереди модели равен $q_2 = u_0 r_1 - q_1$. Выпишем Лагранжиан для потока над моделью q_1

$$L_m = \frac{q_1^2}{2h_1^2} + \frac{u_0 q_1}{h_1} - [-g(h_1 + r)] \quad (26)$$

и для потока q_2

$$L_m = \frac{(u_0 r_1 - q_1)^2}{2gH^2} + \frac{u_0(u_0 r_1 - q_1)}{gH} - (gH). \quad (27)$$

Приравнивая производную от (26) и (27) к нулю, получим систему

$$h_1^3 g - u_0 q h_1 - q_1^2 = 0,$$

$$H^3 g - (u_0 r_1 - q_1) u_0 H - (u_0 r_1 - q)^2 = 0, \quad (28)$$

из которой при известной из эксперимента величине h_1 найдем H и q_1 .

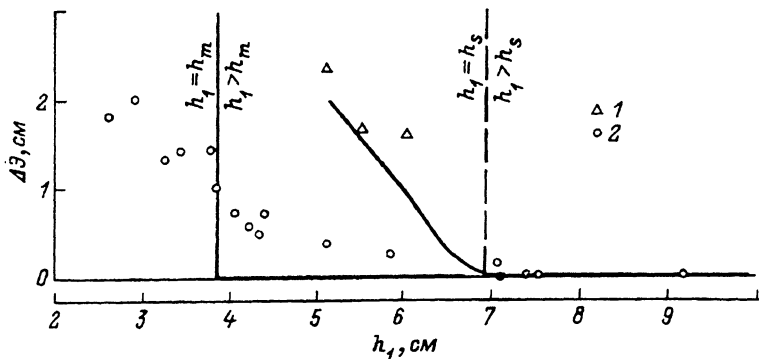


Рис. 3. Расчетные зависимости (сплошные линии) и экспериментальные данные при движении и обтекании тела, $u_0 = 0.4$ м/с.

1 — обтекание, 2 — движение тела.

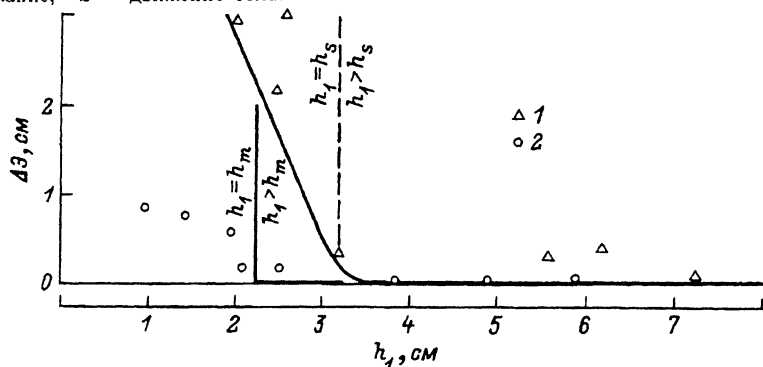


Рис. 4. Расчетные зависимости (сплошные линии) и экспериментальные данные при движении и обтекании тела, $u_0 = 0.2$ м/с.

1 — обтекание, 2 — движение тела.

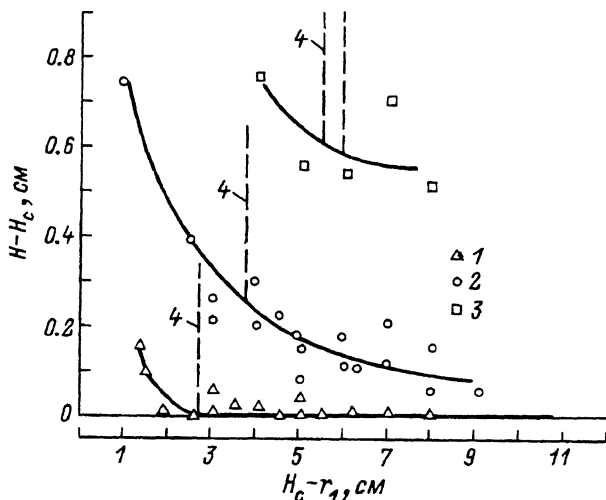


Рис. 5. Экспериментальные данные и их аппроксимация (сплошные линии) при движении тела вращения.

u_0 , м/с: 1 — 0.25, 2 — 0.36, 3 — 0.56, 4 — расчетные глубины $H_c - r_1$, при которых происходит переход от докритического состояния к надкритическому.

Расчеты, соответствующие уравнениям (28), отражены на рис. 2 кривой 3. Опытные точки лежат несколько выше. Разница связана, очевидно, с влиянием вязкости и волнового сопротивления.

На рис. 3 и 4 показано сопоставление опытных (1 — обтекание, 2 — движение) и расчетных (сплошные кривые) данных для движения и обтекания тела. В отличие от расчетов, показанных на рис. 2, кривые на рис. 3 и 4 были получены только из теории. Глубина над моделью в критическом режиме определялась из уравнений (24) и (25). При таком подходе опытные точки при обтекании лежат несколько выше экспериментальных. Расхождение объясняется, с одной стороны, силами вязкого и волнового сопротивления, с другой стороны, глубина воды над моделью в опытах несколько меньше критической, определяемой из уравнений (24) и (25).

Во всех экспериментах в надкритическом режиме наблюдается существенное различие глубины и вызванных скоростей при движении и обтекании. Разница в глубинах растет с увеличением скорости и уменьшением глубин. Так, при скорости движения и обтекания 0.4 м/с разница в глубинах перед моделью достигает около 2.5 см. Дисперсия воспроизводимости в параллельных опытах составляла при этом 0.1 см.

Экспериментальные исследования с движущимся телом вращения были проведены при скоростях 0.25–0.67 м/с. Момент перехода от докритического состояния к надкритическому был зафиксирован при движении тела вращения только при скоростях 0.25 и 0.36 м/с. Во всех остальных случаях превышение уровня, связанное с волновым сопротивлением, не позволяло выделить эффекты запираия в критическом режиме. На рис. 5 показаны опытные данные при $u_0 = 0.25, 0.36$ и 0.53 м/с. На этом же рисунке штриховой линией обозначена для каждой скорости расчетная глубина $H_c - r_1$, при которой происходит переход от докритического состояния к надкритическому. При больших скоростях движения докритическое состояние не удалось зафиксировать из-за ограниченной высоты лотка.

В заключение следует отметить, что приведенные выше теоретические и экспериментальные данные находятся в соответствии. Они показывают на существенную разницу геометрических размеров и скоростной структуры потоков в процессе движения и обтекания тела и подтверждают отсутствие обращения при условиях, оговоренных выше.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [2] Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Т.1. М.; Л.: Гостехиздат, 1984. 535 с.
- [3] Земляная Н.В., Гореликов А. И., Борисов Е.В., Бобылев Б.К. Гидродинамический лоток. А.С. № 1508119. БИ. № 34. 1989. С. 192-193.
- [4] Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М.: Наука, 1984. 560 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [6] Чугаев Р.Р., Гидравлика. Л.: Энергоиздат, 1982. 672 с.

Тихоокеанский океанологический институт
Владивосток

Поступило в Редакцию
13 января 1992 г.