дели (см. рис. 1); в сечениях $x/r_0 = -0{,}5$; 0; 0,4; 0,8 (*б* — *д*) координата y отсчитывалась от стенки цилиндра. Расчеты и измерения показали, что при $\mathrm{Re} > 100$ действие инерционных сил приводит к расслоению профилей скорости по Re.

Обратное течение в кормовой зоне цилиндра обнаружено в опытах при $\mathrm{Re} > 1260$, скорость обратных течений в этой зоне менее $0{,}06u_0$ (расчет показывает возникновение кормовых вихрей при $\mathrm{Re} > 300$).

В целом расчет согласуется с экспериментом до $\mathrm{Re} = 1260$; для $\mathrm{Re} = 100$; 200; 500 получено удовлетворительное количественное согласие экспериментальных данных и расчета. Предложенная расчетная модель для описания течения около цилиндра в приборе Хил — Шоу позволяет учесть инерционные эффекты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бэр Я., Заславски Д., Ирмей С.** Физико-математические основы фильтрации воды. М.: Мир, 1971.
2. **Жак В. Д., Мухин В. А. и др.** Распространение затопленной струи в узкой щели.— ПМТФ, 1985, № 3.
3. **Кашинский О. Н., Козьменко Б. К., Накоряков В. Е., Павлов И. А.** Экспериментальное исследование гидродинамики потока при истечении жидкости в зазор между параллельными поверхностями.— В кн.: Физические процессы при разработке геотермальных месторождений. Л.: Ленингр. горный ин-т, 1983.
4. **Riegels F.** Zur Kritik des Hele-Shaw-Versuchs.— Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 1938, Bd 18, H. 2.
5. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

Поступила 12/II 1985 г.

УДК 532.533.528

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАВИТАЦИИ НА ТЕЛАХ, ОБТЕКАЕМЫХ С ОТРЫВОМ И ПРИСОЕДИНЕНИЕМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Э. Л. Амромин, В. К. Александров, Ю. Л. Левковский

(*Ленинград*)

Теория струй идеальной жидкости в основном удовлетворительно описывает каверны больших размеров за такими кавитаторами, как диск, конус, клин и т. п. В инженерной практике, однако, из-за нежелательных последствий кавитации важно исследовать ее начальные стадии и, в частности, определить условия появления каверн на теле или число возникновения кавитации σ_i (т. е. наибольшее значение числа кавитации σ, соответствующее каверне очень малых размеров). В идеальной жидкости σ_i определяется минимумом давления (для тел с острыми кромками допускаются значения $\sigma \to \infty$ [1, 2]). Опыты же ([3—6], например) показывают, что, помимо безразмерного коэффициента давления C_p, очень сильно влияют на σ_i скорость обтекания тела V и его размер D (или построенные по V и D числа Рейнольдса Re и Вебера We).

Особенно отличаются от измерений предсказания теории струй идеальной жидкости для таких тел, которые в вязкой жидкости даже в отсутствие кавитации обтекаются с отрывом пограничного слоя. Однако методы расчета масштабных эффектов возникновения кавитации для таких тел не были разработаны. Здесь предлагается теория, позволяющая определить зависимости σ_i (Re, We) в тех случаях, когда оторвавшийся пограничный слой снова присоединяется к телу (т. е. для обтекания с отрывными пузырями). Представлены результаты расчетов плоских и осесимметричных течений для профилей и несущих тел и сопоставление их с экспериментом.

Вычисление $\sigma_i(\mathrm{Re}, \mathrm{We})$ предлагается расчленить на операции расчета отрывного обтекания тела вязкой жидкостью при заданном Re и определения условий равновесия каверны в зоне отрыва при заданном We. Для расчета вязкого отрыва здесь модифицирован описанный в [7] метод, а вычисленные при этом значения C_p и ширины отрывной зоны h используются при определении σ_i из формулы Лапласа

$$\sigma + C_p + 2r^{-1}\mathrm{We}^{-1} = 0. \tag{1}$$

В принятой схеме течения (рис. 1) радиус кривизны границы каверны

$r = h/2$ при $\sigma = \sigma_i$ (при еще больших r каверна уже начинает выступать в роли препятствия, вследствие чего увеличивается длина отрывной зоны и уменьшается $|C_p|$).

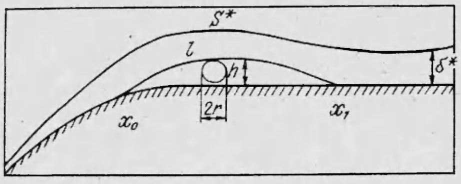

Рис. 1.

Особенности метода расчета течения связаны с величиной допустимой погрешности определения входящих в (1) величин. Обычный разброс измерений σ_i при фиксированных Re и We не менее 0,02—0,03, и в то же время изменение We на 20—40% не выводит σ_i из полосы той же ширины. Поскольку в (1) входит произведение rWe, то h и характерные толщины пограничного слоя можно вычислять с примерно такой же погрешностью, что и We, но C_p — со значительно большей относительной точностью. Поэтому при вычислении параметров течения в области отрыва (т. е. в области сильного вязко-невязкого взаимодействия) здесь более тщательно, чем в [7], аппроксимируется распределение C_p и менее подробно описывается оторвавшийся пограничный слой.

При расчете течения с вязким отрывом приняты обычные для течений с вязко-невязким взаимодействием предположения: разделение обтекающего тело потока на вязкий и потенциальный при использовании концепции тела вытеснения [7, 8], а также отсутствие перепада давления поперек вязкого слоя. Влияние вязкого потока на потенциальный осуществляется через форму их общей границы, потенциального на вязкий — через распределение C_p на ней. Вязкий поток в свою очередь разделяется, как и в [7], на пограничный слой, след и отделенную от пограничного слоя линией нулевого трения l застойную зону. Границы между упомянутыми частями течения, а также входящие в записываемые на них условия стыковки величины заранее не известны. Поэтому расчет, строго говоря, следует вести последовательными приближениями.

Применяющиеся в данных расчетах потенциального потока методы гидродинамических особенностей, а также интегральные методы расчета пристенного пограничного слоя описаны в [2, 8, 9]. Здесь рассматривается лишь используемая непосредственно для расчета течения в отрывной зоне модификация метода [7]. Относительно же расчетов потенциального потока и пристенного слоя пока достаточно напомнить, что на основе их определяются связанная интегралом Бернулли $U_п^2 - 1 = C_{pп}$ с коэффициентом $C_{pп}$ скорость потенциального обтекания $U_п$ (на определенной в предыдущем приближении границе тела вытеснения S), а также значения толщины вытеснения δ^* вблизи определяемой из локальных условий отрыва [7, 8] точки x_0 — начала зоны отрыва (в осесимметричном течении S — меридиональное сечение тела вытеснения). Для нахождения x_0 используются критерии Кочина — Лойцянского (для ламинарного слоя) или Бам — Зеликовича (для турбулентного). Предполагается также, что x_0 — начало линии нулевого трения, а функции $U_п(s)$ и $\delta^*(s)$ непрерывны при $s = x_0$ вместе со своими первыми производными. В отличие от [7] не вводится зона перемежающегося отрыва, а используемый двухпараметрический метод расчета пристенного турбулентного слоя позволяет производить вычисления до значений формпараметра $H = \delta^*/\delta^{**} = 35/9$.

Известно из опытов, что эпюра C_p вдоль отрывного пузыря состоит из двух диффузорных участков и практически изобарической зоны между ними. Однако ни общая длина отрывной зоны L, ни длины упомянутых участков, ни распределение $U = (1 - C_p)^{0,5}$ заранее не известны. Если бы L и l_1, $L - l_2$ (длины упомянутых участков на рис. 2) были определены, то, представив, как и в [10], U в виде линейной комбинации неопределенных коэффициентов C_1, C_2 ... и каких-либо известных функций, можно было бы сначала определить эти коэффициенты из условий отрыва и присоединения пограничного слоя, затем откорректировать по разности

$U — U_п$ границу тела вытеснения S и, наконец, проинтегрировав уравнения оторвавшегося пограничного слоя, найти h.

Локальные условия отрыва при $s = x_0$ запишем в виде

$$\frac{U'\delta^{*k+1}}{UD^k} + \frac{\alpha_k}{\mathrm{Re}^k} = 0, \tag{2}$$

а присоединения при $s = x_1$ (где l снова присоединяется к телу) как

$$U'\,\delta^* + 0{,}015\,U = 0; \tag{3}$$

$$R' = 0, \tag{4}$$

где $k = 1$ для ламинарного слоя и $k = 0$ для турбулентного; $\alpha_1 = 1{,}1$; $\alpha_0 = 0{,}015$; R — расстояние между известной из прошлого приближения границей тела вытеснения S^* (пробной поверхностью, по терминологии [2]) и искомой поверхностью S, на которой скорость должна быть равна U; R откладывается вдоль внешней нормали N к S^*; штрих означает дифференцирование вдоль S^*.

Условие (3), аналогичное используемому в [11] и формально совпадающее с критерием Бам — Зеликовича, может быть выведено из уравнения Прандтля в форме Клаузера в критической точке на линии нулевого трения при равном 0,03 значении фигурирующей в этой формуле постоянной и при использовании, как и в [7], следного профиля продольной скорости

$$u(n) = u_0 + (U - u_0)(3\eta^2 - 2\eta^3) \tag{5}$$

в оторвавшемся пограничном слое. Здесь u_0 — скорость на l, а η — отнесенная к толщине оторвавшегося слоя его поперечная координата. Условие (4) обеспечивает непрерывность $\delta^{*\prime}$ при $s = x_1$ (и тем самым возможность решения всей задачи последовательными приближениями).

Один и тот же вид условия (3) при $k = 0$ и 1 связан с тем, что в последнем случае в отрывных пузырях происходит ламинарно-турбулентный переход.

При наличии только трех условий (2)—(4) можно найти только три неопределенных коэффициента. Связь R с предположительно малой разностью $U_п - U(s,\ C_1,\ C_2,\ C_3)$, как и в [1, 2, 7], может быть выражена с помощью потенциала простого слоя φ и простых формул для линейных обратных задач:

$$\Delta\varphi = 0; \tag{6}$$

$$\varphi' = U_п - U; \tag{7}$$

$$(RU_п)' + \partial\varphi/\partial N = 0. \tag{8}$$

Исключая q — плотность потенциала φ — из (7) с помощью (8), можно представить R также в виде линейной комбинации с коэффициентами C_1, C_2, C_3. При этом (4) сведется к условию ограниченности функции $q_1(s) = q(s) - q_0(s)$

$$\int\limits_{x_0}^{x_1} \frac{\varphi'(q_0, s) + \varphi'(q_1, s) + 0{,}5\,I_k(q_1, s) + U(s) - U_п(s)}{[(x_1 - s)(s - x_0)]^{0,5}}\,ds = 0. \tag{4а}$$

Здесь I_k — интеграл Коши плотности q_1, определенный при $x_0 < s < x_1$, а известная функция $q_0(s)$ подбирается так, чтобы удовлетворить (8) при $s = x_0$, где R равно разности значений δ^* в двух последовательных приближениях (в первом приближении просто значению $\delta^*(x_0)$ и в линейном приближении $q_0(x_0) = 2[\delta^* U_п]'|_{s=x_0}$). Выделение I_k позволяет в дальнейшем пользоваться формулой Келдыша — Седова для регуляризации (7).

При $s = x_1$ в соответствии с концепцией тела вытеснения должно также выполняться условие

$$R = \delta^* - \delta_0^*, \tag{9}$$

где δ_0^* — вычисленное в предыдущем приближении значение δ^* при $s = x_1$ (в первом приближении $\delta_0^* \equiv 0$). Поэтому при расчетах оказывается удобным выразить δ^* в (3) через R с помощью (9) и в свою очередь $R(x_1)$ через C_1, C_2, C_3 с использованием (6)—(8), а затем уже решить систему (2), (3), (4а), состоящую из двух линейных и квадратного уравнений относительно этих неопределенных коэффициентов.

После определения C_1, C_2, C_3 с помощью (6)—(8) можно найти S.

Для отыскания L используется соотношение (9), левая часть которого вычисляется уже описанным способом по разности $U - U_п$ с помощью линеаризованных уравнений теории потенциала, а δ^* — с помощью уравнения Кармана на l:

$$U\delta^{**\prime} + U'\delta^{**}(2 + H) = 0. \qquad (10)$$

Приняв для u над l профиль (5), можно написать $H = 35/(9 + 26u_0/U)$. Функция $u_0(s)$ аппроксимируется на основе измерений из [12].

Длину l_1 находим согласно результатам измерений [6, 7] и асимптотическим представлениям из [13]:

$$\frac{l_1}{D} = \frac{85kx_0}{\mathrm{Re}^{0,625}} + 2\,\frac{(1-k)\,\delta^*(x_0)}{\mathrm{Re}^{0,03}} \qquad (11)$$

(дуговая абсцисса x_0 отсчитывается от критической точки). Длина изобарического участка $l_2 - l_1$ определяется из вариационного принципа, аналогичного сформулированному в [14] для кавитационных течений: минимизируется $J = U^2\delta^{**}$ при $s = x_1$.

Итак, общий порядок вычислений после определения $U_п$, x_0, l_1, а также δ^* и $\delta^{*\prime}$ при $s = x_0$ таков: соотношение (9) рассматривается как уравнение относительно L и решается методом Ньютона; при фиксированном L длина l_2 подбирается так, чтобы минимизировать J; при фиксированных l_1, l_2, L вычисляются C_1, C_2, C_3, $R(s)$ и интегрируется уравнение (10), после чего вычисляется невязка в (9) и т. д. Когда такой процесс сойдется в себе, будет определена функция $C_p(\mathrm{Re}, s)$. Затем, чтобы вычислить $\sigma_i(\mathrm{Re}, \mathrm{We})$, в (1) в качестве h принимается максимальное расстояние между l и поверхностью тела в пределах изобарического участка отрывной зоны; далее, оценив сходимость по σ_i, можно завершать счет или, рассчитав слой при $s > x_1$ и вязкий след, переходить к новому приближению.

Однако в данных расчетах использовано только одно приближение и вязкий поток при $s > x_1$ не рассчитывается, а в качестве $U_п$ принимается скорость потенциального обтекания самого тела. Только для тел с острыми кромками, чтобы обеспечить малость (по сравнению с V) правой части (7), производится, как и при расчетах кавитации в идеальной жидкости [2], скругление этих кромок перед вычислением $U_п$. Для профилей же при отыскании $C_{pп}$ приходится корректировать связь коэффициента подъемной силы C_y с углом атаки α при помощи описанных в [15] поправок на влияние вязкости. Влияние стеснения потока в трубах на $U_п$ (для сопоставления расчетов с измерениями [5, 6]) учитывается описанным в [2] способом.

В настоящих расчетах $U(s)$ принято в виде

$$U(s) = \begin{cases} C_1(s - x_0 - l_1)^2 + C_2 & \text{при } x_0 \leqslant s < x_0 + l_1, \\ C_2 & \text{при } x_0 + l_1 \leqslant s \leqslant x_0 + l_2, \\ C_2 + C_3(s - x_0 - l_2)^2 & \text{при } x_0 + l_2 < s \leqslant x_1. \end{cases} \qquad (12)$$

В связи с важностью точного вычисления C_p целесообразно сопоставить рассчитанные и измеренные эпюры давления вдоль отрывной зоны. На рис. 2 такое сопоставление приведено для тела с длинной цилиндрической частью диаметра $D = 0{,}05$ м и полусферической носовой оконечностью. Экспериментальные точки взяты из [6] и пронумерованы так же, как и расчетные кривые (*1* — $V = 21$ м/с, *2* — 9 м/с). Абсцисса x цилиндрической системы координат отсчитывается от критической точки. Соот-

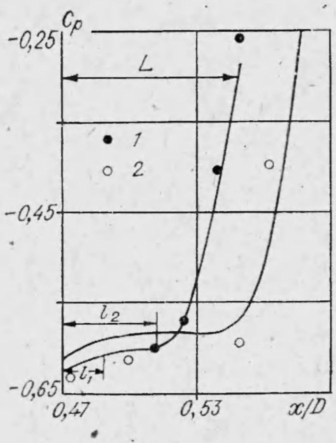

Рис. 2.

ветствие теории и опыта подтверждает, в частности, приемлемость представления (12) для U, а также достаточность одного приближения для удовлетворительного определения размеров отрывного пузыря и распределения C_p вдоль его границы. Такое хорошее согласие связано с относительно небольшой толщиной отрывного пузыря в этих примерах. Поэтому мал вклад перепада давления поперек слоя в используемое в (1) значение C_p. Однако описанная процедура расчета оставляет возможность постепенного уточнения положения и формы отрывной зоны, а также параметров пограничного слоя перед ней: при этом можно полагаться на опыт [2, 10] решения нелинейных задач для развитой кавитации; кроме того, используя приведенные в [16] соотношения, в рамках указанного здесь метода можно было бы учесть и влияние поперечного перепада давления в уравнении Кармана и формуле Лапласа — принципиальных затруднений такие операции не вызовут.

Теоретические значения самой величины $\sigma_i(\mathrm{Re})$ для тел вращения сопоставляются с измерениями на рис. 3. Три расчетные кривые относятся к трем телам с длинными цилиндрическими частями и одинаковым $D = 0{,}05$ м, но с разными носовыми оконечностями. Кривые *1* и *2* соответствуют носам-конусам с углами раствора 45 и 90°, *3* — телу DTNSRDC, меридиональное сечение которого описывается при $x \in [0, D/2]$ формулой

$$y = D/6\{2 + [1 - 2(x/D - 1)^2]^{0,5}\},$$

а при $x = 0$ представляет собой параллельный оси y отрезок длины $D/3$. Соответствующие кривым *1*, *2* экспериментальные точки заимствованы из [5], а кривой *3* — из [6]. Значительный участок кривой *1* и экспериментальные точки на ней соответствуют образованию кавитации в зоне турбулентного отрыва и $\sigma_i \to \mathrm{const}$ с возрастанием Re. Удовлетворительное согласие кривой *1* и измерений [5] косвенно свидетельствует о близости рассчитанной и измеренной эпюр C_p в зоне турбулентного отрыва. Кривые *2*, *3* полностью соответствуют ламинарному отрыву. При $\mathrm{Re} \geqslant 10^6$—$1{,}5 \cdot 10^6$ на носовой оконечности тела DTNSRDC успевает произойти ламинарно-турбулентный переход, а турбулентного отрыва не наблюдается; для этого тела $|\min C_p| \simeq 0{,}88$.

Зависимости $\sigma_i(\mathrm{Re})$ для плоских течений приведены на рис. 4. Кривые *3*, *4* — расчеты для профиля NACA-16012 при $\alpha = 4$ и 6°. Экспериментальные точки *3*, *4* взяты из [4]; построенное же по минимуму C_p (т. е. без учета влияния вязкости и капиллярности) значение σ_i для, например, 6° превышало бы 3. Кривые и экспериментальные точки *1*, *2* — симметричные профили КА-4 и КА-5 при $\alpha = 0$. Приведенные на рис. 5 кривыми *1*, *2* эпюры $C_{p\text{п}}$ для этих профилей свидетельствуют, что им свойственно типичное для сечений лопастей гребных винтов распределение давления (при тех же местных числах Рейнольдса); для обоих профилей $D = 0{,}2$ м. Увеличивающееся при $\mathrm{Re} > 10^6$ рассогласование предложенной здесь теории и опыта для этих профилей может быть связано не только с ее приближенностью, но и с трудностью наблюдения очень малых каверн.

Расчеты для профилей КА-4 и КА-5 использовались и при проверке аппроксимаций (11). Кривая 2′ соответствует длине l_1, уменьшенной втрое по сравнению с определяемой (11), а кривая *2″* — втрое увеличенной; они свидетельствуют, что даже такое изменение l_1 несущественно. Комментируя использование немногочисленных экспериментальных данных для аппроксимации u_0, надо заметить, что при вычислении H, как и

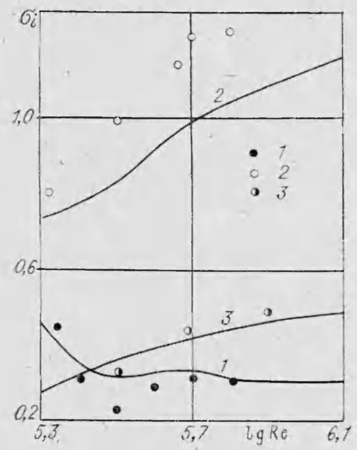

Рис. 3.

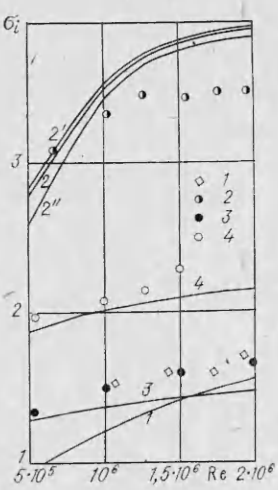

Рис. 4.

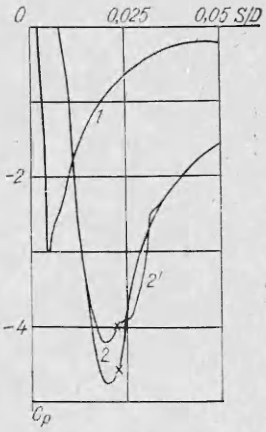

Рис. 5.

в [7], из уравнения эжекции пришлось бы столкнуться с проблемой задания коэффициента смешения вдоль отрывного пузыря.

Для профиля КА-5 кривой *2′* нанесена эпюра C_p при $\mathrm{Re} = 10^6$. Крестиками на кривых *2* и *2′* отмечены значения $C_{p\text{п}}$ и C_p в начале зоны отрыва пограничного слоя; уже эти величины заметно отличаются, а, как следует из (1), σ_i от $|C_{p\text{п}}|$ отличается еще больше. Поэтому рекомендации [6, 15] принять $|C_{p\text{п}}|$ за σ_i неприемлемы. Сопоставить настоящие расчеты σ_i с какими-либо другими автору не удалось, так как не довелось обнаружить подобных расчетов.

Итак, качественное согласие вычисленных и измеренных значений σ_i достигнуто для всех рассмотренных тел и профилей, а для некоторых из них имеется и хорошее количественное соответствие. Поэтому можно надеяться в дальнейшем на уточнение теории (за счет усовершенствования способа отыскания H для (10) или увеличения числа приближений, например) в рамках описанной здесь модели явления.

Автор признателен А. В. Васильеву и А. Н. Иванову за полезные дискуссии и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1976, ч. II.
2. **Иванов А. Н.** Гидродинамика развитых кавитационных течений. Л.: Судостроение, 1980.
3. **Lindgren H., Johnson C.-A.** Cavitation inception on nead forms ITTS comparative experiments.— In: 11 Internat. Towing Tank Conf. Report of Cavitation Comm. Tokyo, 1966.
4. **Meulen van J. H. J.** Boundary layer and cavitation studies of NACA-16012 and NACA-4412 Hydrofoils.— In: 13 Symp. on Naval Hydrodynamics. Tokyo, 1980.
5. **Pan S., Yang Z., Hsu P.** Calculation inception tests on axisymmetric headforms.— Trans. ASME. J. Fluid Engng, 1981, v. 103, N 2.
6. **Holl W., Caroll A. J.** Observation of the various types of limited cavitation on axisymmetric bodies.— Trans. ASME. J. Fluid Engng, v. 103, N 3.
7. **Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю.** Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
8. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1971.
9. **Дробленков В. В., Каневский Г. И.** Влияние введения в поток малых полимерных добавок на гидродинамические характеристики плоских профилей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6.
10. **Амромин Э. Л., Иванов А. Н.** Определение точки отрыва кавитационной каверны с учетом капиллярности и вязкости жидкости.— ДАН СССР, 1982, т. 264, № 4.
11. **Roberts W. B.** Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance.— AIAA J., 1980, v. 18, N 1.
12. **Simpson R. L., Chew Y.-T., Shivaprasad B. G.** The structure of a separating turbulent boundary layer. 1.— J. Fluid Mech., 1981, v. 113.

13. **Гогиш Л. В., Нейланд В. Я., Степанов Г. Ю.** Теория двумерных отрывных течений.— Итоги науки и техники. Гидромеханика, 1975, т. 8.
14. **Riabouchinsky D.** Sur un probleme de variation.— Comp. rend. acad. sci., 1927, N 185.
15. **Гребные** винты. Современные методы расчета. Л.: Судостроение, 1983.
16. **Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю.** Турбулентные отрывные течения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 2.

Поступила 14/XII 1984 г.

УДК 532.527

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА СЛЕДА ЗА СФЕРОЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Е. Я. Сысоева, Ю. Д. Чашечкин

(Москва)

Динамика образования вихрей при обтекании двумерного тела однородной жидкостью исследована достаточно подробно теоретически (аналитическими и численными методами) и экспериментально [1—3]. Менее полно изучена вихревая структура течения за трехмерным телом. Согласно асимптотическим решениям, при числах Рейнольдса Re > 20 в кормовой части сферы возникает стационарный вихрь [1], структура которого в однородной жидкости экспериментально изучена в [4]. При 130 < < Re < 300 вихрь пульсирует и начинает отрываться от тела при Re > 400. Отрыв изолированных вихрей от сферы визуализирован в [5]. Вихревое течение за сферой в неоднородной жидкости исследовано методом подкраски в [6] (всего проведено три опыта). В горизонтальной плоскости наблюдалась последовательность вихрей, подобная дорожке Кармана за цилиндром. В вертикальной плоскости краситель распределялся в двух отдельных слоях, что указывает на расщепление течения за телом. В предположении слабого влияния стратификации построена модель вихревого течения, состоящая из двух пересекающихся спиральных вихревых трубок, в точках контакта которых образуются изолированные вихри с вертикальной осью симметрии. Значение числа Струхаля Sh растет от 0,14 (Re = 4300) до 0,22 (Re = 17400), $Sh = nd/U_0$, где d, U_0 — диаметр и скорость сферы, n — частота схода вихрей.

Численными методами установлено, что стратификация существенно влияет на характер обтекания тела и структуру пограничного слоя [7]. Экспериментально показано, что толщины вязкого и плотностного пограничных слоев в жидкости с солевой стратификацией не совпадают между собой [8]. В неоднородной жидкости завихренность может переноситься не только отдельными вихрями, но и внутренними волнами. В стратифицированной среде вследствие развития неустойчивости Тейлора (когда более тяжелая жидкость оказывается над легкой) и Кельвина — Гельмгольца (когда величина сдвига скорости превышает частоту плавучести) может существовать большее число типов структур спутных течений, чем в однородной. Степень их выраженности определяется соотношением действующих сил. В частности, образование дискретных вихрей может быть связано с генерацией завихренности как в окрестности тела, так и на границе спутного течения, в зоне максимальных градиентов плотности и сдвига скорости. Систематического изучения вихревой структуры течения за трехмерным телом в стратифицированной среде ранее не проводили.

Цель данной работы — экспериментальное изучение вихревой структуры следа за сферой, движущейся горизонтально с постоянной скоростью в жидкости с линейным распределением плотности. Методом теневой визуализации определены типы возникающих вихревых структур и условия их образования.

Эксперименты проведены в бассейне длиной 1,5, шириной 0,4, высотой 0,46 м, который послойно заполнялся водным раствором поваренной соли с переменной концентрацией. Период плавучести измерялся методом плотностной метки [9]. Картина течения регистрировалась с помощью теневого прибора ИАБ-451. В большинстве опытов буксируемое тело закреплялось на закольцованной нихромовой нити диаметром 0,15 мм. Исследовались течения за сферами диаметром $d = 0,5$; 1,0 и 2,0 см в жидкости с периодом плавучести $T_к = 4,1$ с, $\Lambda = 420$ см, скорость движения тела не превышала 7 см/с. Все измерения выполнены в средней части бассейна, где скорость движения модели поддерживалась постоянной. Более подробно методика эксперимента приводится в [8]. Геометрические характеристики течений измерялись по теневым кинограммам с помощью компаратора Stecometer (ГДР). Координаты границ течений регистрировались в циф-