

О ЗАСТОЙНЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД ДВИЖУЩИМСЯ ТЕЛОМ

Г. П. Черепанов (Москва)

Ниже рассматривается задача об образовании застойных (мертвых) зон перед телом, движущимся в жидкости, которая засорена взвешенными частицами (например, частицами песка, грунта и т. д.), причем застойная зона заполнена этими частицами. При некоторых предположениях относительно взаимодействия жидкости с частицами, составляющими застойную зону, указанная задача сводится к задаче, аналогичной задаче обтекания тел с образованием каверны при числе кавитации, меньшем нуля. Известны примеры таких течений [1-6], не имевших ясной физической интерпретации.

1°. Пусть в идеальной жидкости, обтекающей некоторое тело, присутствует другая фаза в виде мелких распыленных частиц. Тело считаем для простоты абсолютно шероховатым в том смысле, что оно сразу покрывается тонким слоем частиц. В дальнейшем перед телом вследствие налипания частиц образуется заполненная ими застойная (мертвая) зона, которая вначале движения увеличивается по своим размерам, а затем по истечении достаточно большого промежутка времени стремится к некоторой предельной величине. Будем рассматривать лишь стационарную застойную зону, образующуюся перед телом при $t \rightarrow \infty$ (t — время от начала движения).

В отношении частиц, распыленных в жидкости, примем следующие предположения: а) частицы достаточно равномерно распределены в потоке жидкости, так что плотность жидкости можно считать постоянной и не зависящей от координат (равной соответствующей средней величине между плотностью собственно жидкости и плотностью распыленных частиц); б) усредненный поток, состоящий из жидкости и частиц, считаем потенциальным течением идеальной жидкости с некоторой средней плотностью, что накладывает определенные ограничения на концентрацию частиц в жидкости.

2°. Граница застойной зоны неизвестна и подлежит определению в процессе решения задачи. Считаем, что граница застойной зоны совпадает с линией тока. Это предположение реализуется, по-видимому, с большой точностью, так как характерная скорость жидкости вне застойной зоны велика по сравнению со скоростью просачивания жидкости между твердыми частицами, заполняющими застойную зону.

Застойную зону идеализированно представим себе следующим образом. Все частицы в застойной зоне, за исключением тонкого поверхностного слоя, неподвижны относительно тела. Тонкий поверхностный слой, скользящий по неподвижным частицам, питается за счет частиц, постоянно попадающих на границу застойной зоны из потока жидкости и сползающих по поверхностному слою снова в жидкость. Поверхностный слой, скользя по неподвижным частицам, вызывает касательную силу, действующую на дне поверхностного слоя и приложенную к неподвижной части застойной зоны; эту силу считаем силой сухого трения твердых частиц одна о другую

$$\tau_n = fp \quad (1)$$

Здесь τ_n — тангенциальное усилие, действующее на площадке, касательной к контуру границы застойной зоны, и направленное противоположно вектору скорости жидкости в каждой точке; p — давление жидкости в соответствующей точке поверхностного слоя, толщина которого считается бесконечно тонкой; f — коэффициент трения твердых частиц одна о другую. Величину f предполагаем для простоты постоянной и не зависящей от скорости течения жидкости или давления.

Далее, принимаем, что, если тангенциальная сила τ_n больше некоторой постоянной k , то неподвижные частицы, граничащие с поверхностным слоем, начинают сползать вдоль границы застойной зоны; и наоборот, если тангенциальная сила τ_n меньше постоянной k , то подвижные частицы в тонком поверхностном слое будут прилипать к застойной зоне. Таким образом, на границе застойной зоны должно иметь место предельное условие

$$\tau_n = k \quad (2)$$

Из формул (1) и (2) получаем второе условие, выполняющееся в каждой точке неизвестной границы застойной зоны

$$p = k/f = \text{const} \quad (3)$$

Отметим, что, если предположить зависимость коэффициента трения f только от давления и величины скорости в каждой точке границы, а также, что система уравнений относительно давления и абсолютной величины скорости, состоящая из уравнения (3) и уравнения Бернулли, совместна, то давление (и абсолютная величина скорости) будет также постоянным вдоль границы застойной зоны.

3°. Таким образом, задача о застойной зоне перед движущимся телом в указанной постановке сводится к обращенной задаче об отрывном обтекании тел. Решение задач при этом зависит от безразмерного параметра Q (число кавитации)

$$Q = (p_\infty - k/f)^{1/2} \rho v_\infty^2 \quad (4)$$

Здесь p_∞ и v_∞ — давление и скорость в бесконечно удаленной точке течения, ρ — плотность жидкости.

Известно [7-9], что решение поставленной задачи с конечной однолистной застойной областью при $Q \geq 0$, т. е. при $p_\infty f \geq k$, не существует; решение же задачи при $Q < 0$, т. е. при $p_\infty f < k$, существует всегда, причем застойная зона имеет вид заостренной спереди, вогнутой области, контур которой касается обтекаемого тела. Отметим, что обычно реализуется, как правило, второй случай, когда $p_\infty f < k$.

Впервые обтекание с заостренной каверной перед пластинкой (и бесконечной областью постоянного давления за пластинкой) было рассмотрено С. А. Чаплыгиным [1]. Им же была решена задача об обтекании клина с заостренной каверной за клином [2]. Кольшер решил задачу об обтекании пластинки с образованием застойной зоны позади пластинки [3]. Аллен рассмотрел задачу об ударе струи о плоскость с образованием застойной зоны [5]. Саусвелл и Вази релаксационным методом построили серию течений при $Q < 0$ за круглым цилиндром и за сферой [6]. Физическая интерпретация этих результатов была довольно неопределенной; между тем, из изложенного ранее следует, что построенные заостренные каверны можно рассматривать в указанной постановке как застойные зоны, заполненные твердыми частицами. По-видимому, вообще, решения с застойной областью перед движущимся телом являются неустойчивыми; однако при наличии некоторых стабилизирующих обстоятельств (например, игла впереди круглого диска при сверхзвуковом обтекании [7] или твердые частицы, распыленные в потоке, как здесь) эти решения можно наблюдать в реальных условиях.

Поступила 26 VIII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Чаплыгин С. А. К вопросу о струях в несжимаемой жидкости. Тр. Отд. физ. наук Об-ва любителей естеств. наук, 1899, т. 10, вып. 1, см. также Собр. соч., т. II, 1950.
2. Чаплыгин С. А. Собр. соч., т. III, 1950 (статья Гуревича М. И. и Сретенского Л. Н. «О работах С. А. Чаплыгина по гидродинамике»).
3. K o l s c h e r M. Unstetige Strömungen mit Endlichem Totwasser. Luftfahrt-Forschung, 1940, XVII, No 5, 154—160.
4. L i g h t h i l l M. I. A note on cusped cavities. Aer. Res. Council Reps. and Mem., 1945, 2328.
5. A l l e n D. N. The formation of closed wakes in fluid motions. Quart. J. Mech. Appl. Math., 1949, vol. 2, p. 1.
6. S o u t h w e l l R., V a i s e y G. Fluid Motions Characterized by Free Streamlines. Philos. Trans., 1946, 240, 117—161.
7. Б и р к г о ф Г. Гидродинамика. Пер. с англ., ИЛ, 1954.
8. Г у р е в и ч М. И. Теория струй идеальной жидкости. Физматгиз, 1961.
9. С е д о в Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. Гостехиздат, 1950.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА С ПРЕПЯТСТВИЕМ

Ф. В. Шугаев (Москва)

Взаимодействию ударных волн с плоскими и осесимметричными препятствиями посвящен ряд работ. Брайсон и Гросс [1] экспериментально исследовали при числах M_∞ от 2.8 до 4.4 дифракцию ударной волны на телах различной формы (конус; цилиндр, ось которого направлена поперек потока; сфера). Ими приведены данные о движении тройной точки, о форме дифрагированной волны. Русанов [2] рассмотрел несколько случаев нестационарного движения ударных волн, в частности, рассчитал взаимодействие ударной волны с цилиндром, находящимся в круглой трубе, когда отношение радиусов цилиндра и трубы равно ~ 1.7 , при $\gamma = 5/3$ и $M_\infty = \infty$. Вычисления проведены при помощи сеток методом «сквозного счета», который позволяет производить расчеты, не обращая внимания на разрывы. Разрывам соответствуют места с резким изменением физических параметров.

Ниже исследовалось движение ударной волны, возникающей при взаимодействии сверхзвукового потока в ударной трубе с препятствием, в интервале чисел M потока от 1.15 до 1.65. Приводится зависимость скорости ударной волны от времени. Измерена величина промежутка, характеризующего переход от неустановившегося течения к установившемуся.

Опыты проведены в ударной трубе квадратного сечения площадью 8.1 см². Длина камеры низкого давления составляла 1820 мм, камеры высокого давления — 450 мм.

В конструктивном оформлении труба состояла из отдельных секций длиной в 150 мм. Камера высокого давления при помощи медного трубопровода и редуктора присоединялась к баллону со сжатым газом. В качестве рабочего газа использовался