

Переменный верхний предел по φ приближенно примем таким же, какой получен для решения w .

Результаты вычислений первого приближения $p_1(\varphi, z=l/2)$ представлены на фиг. 2 кривой 1; кривая 2 — решение $w(\varphi, z=l/2)$. По оси ординат слева отложено давление p , кг/см², справа — безразмерное давление $E=p/\rho u^2$. По оси абсцисс отсчитывается угловая протяженность пленки для подшипника $l/2R=0.7$ при торцовой подаче смазки без давления [10]. Кривые 1 и 2 построены для подшипника, работающего на воде с параметрами, указанными ранее. Число Рейнольдса $Re = \rho u d / \mu = 1740$. Это соответствует числу Рейнольдса по определению работы [1], равному 9. На фиг. 2 представлены для сравнения кривые 3, 4 работы [3]. Кривая 3 — эшора давлений без учета конвективных членов, кривая 4 — с их учетом.

В заключение автор благодарит А. К. Дьячкова за руководство работой, М. В. Коровчинского за полезные замечания, а также Е. И. Поддубную за проведенные ею вычисления на ЭВМ.

Поступила 2 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Kahlert W. Der Einfluss der Trägheitskräfte bei der hydrodynamischen Schmiermitteltheorie. Inger-Archiv, 1948, vol. 16, No. 5–6.
2. Никитин А. К. О движении вязкой жидкости между шипом и подшипником. Инж. сб., 1956, т. 23.
3. Родкевич, Энвар. Инерционные и конвективные эффекты в смазочной пленке плоского подшипника скольжения. Тр. Америк. об-ва инж.-механ., Проблемы трения и смазки, 1971, т. 93, № 2.
4. Пэн. Расчет давления, трения и расхода в пленках смазки высокоскоростных подшипников. Тр. Америк. об-ва инж.-механ. Проблемы трения и смазки, 1974, т. 96, № 1.
5. Константинеску, Галегузе. О возможностях повышения точности расчета инерционных сил в ламинарных и турбулентных пленках. Тр. Америк. об-ва инж.-механ. Проблемы трения и смазки, 1974, № 1.
6. Reinhardt E., Lund I. The Influence of fluid inertia on the dynamic properties of journal bearings. Trans. ASME J. lubrication technology, 1975, vol. 97, No. 2.
7. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., Гостехиздат, 1955, стр. 100–104.
8. Филоненко-Бородич М. М. Теория упругости. М., Физматгиз, 1959, стр. 39.
9. Архангельский Е. П. Тангенциальная протяженность несущей части слоя смазки конечного опорного подшипника. М., «Машиноведение», 1975, № 2.
10. Функциональный анализ. Баку, Изд-во АН АзССР, 1967.
11. Pinkus O., Sternlicht B. Theory of hydrodynamic lubrication. N. Y., Mc Graw-Hill, 1961.

УДК 532.525.6

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАТОПЛЕННЫХ СТРУЙ С ПРЕГРАДАМИ

М. М. ГОЛОМАЗОВ, В. В. ЕЖКОВ

(Москва)

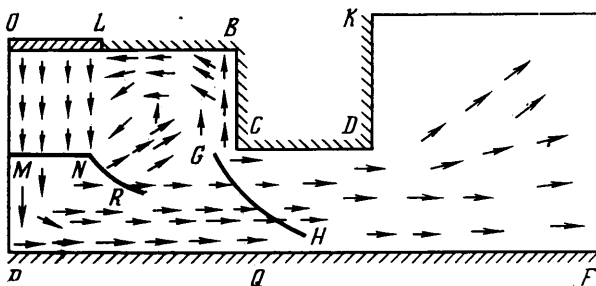
В работе приведены результаты численных экспериментов на основе метода крупных частиц, моделирующих истечение струи идеального газа в область сложной геометрической формы.

Характерной особенностью взаимодействия затопленных струй с преградами является сложная структура потока, содержащая внутри области течения газодинамические разрывы (ударные волны, контактные поверхности) и области их взаимодействия. Полное решение подобных задач может быть получено при использовании как экспериментальных, так и численных методов. Однако в ряде практически важных случаев моделирование натуральных условий на экспериментальных установках затруднительно и важным становится численный подход.

При численных исследованиях задачи о взаимодействии затопленной струи с плоской преградой, перпендикулярной потоку, обычно выделяются характерные области течения, при этом используются предварительные представления о струк-

туре потока (взяты, например, из эксперимента). Так выделяются области до и после отошедшей ударной волны — «маховского диска» (области I и II) и область III, включающая в себя сверхзвуковое течение в верной струе. При этом наибольшую сложность для расчета представляет область II, между центральным скачком уплотнения и контактной поверхностью с одной стороны и поверхностью преграды с другой, где течение существенно дозвуковое. Численное исследование течения в этой области проводилось в [1] на основе первого приближения метода интегральных соотношений Дородницына — Белоцерковского. В [2, 3] впервые представлено численное решение задачи во всех исследуемых областях (I—III), при этом в области II использован процесс установления на основе схемы Годунова, а в областях I и III расчет проводился по стационарным схемам.

Однако возникает необходимость проведения расчетов и в более сложной области, например представляющей на фиг. 1, на которой *OL* — сопло, *LBCDK* и *PQF* —



Фиг. 1

твердые преграды. Структура потока при этом усложняется настолько значительно, что априорное выделение ее особенностей становится затруднительным. В таких случаях представляется целесообразным использовать численные схемы, позволяющие решать задачу «сквозным образом». В данной работе приведены результаты численного эксперимента на базе метода крупных частиц [4]. Полученные поля течения позволяют построить картину течения в физической плоскости (фиг. 1). Здесь *MN* — отошедшая и *NR* — отраженная ударные волны соответственно, положение которых определяется из распределения давления и продольной составляющей скорости вдоль направлений, параллельных оси сопла.

Уменьшение давления вдоль преграды *PQF* сопровождается разгоном потока в этом направлении. Наличие преграды *BC* обуславливает появление скачка малой интенсивности *GH*. Следует отметить, что уменьшение протока *CQ* приводит к увеличению отхода ударной волны *MN* от преграды *PQF* и приближению ее к срезу сопла *OL*. Если величина протока становится достаточно малой, то установления не происходит.

В данном случае на срезе сопла жестко поддерживались значения числа Маха $M=5.5$, отношение удельных теплоемкостей $\kappa=1.3$ и отношение давления на срезе к давлению в покоящейся среде p/p_0 (коэффициент нерасчетности $n=8$). Для более глубокого изучения происходящих при этом процессов необходимо несколько изменить условия численного эксперимента, а именно отказаться от жестких условий на срезе сопла *OL*.

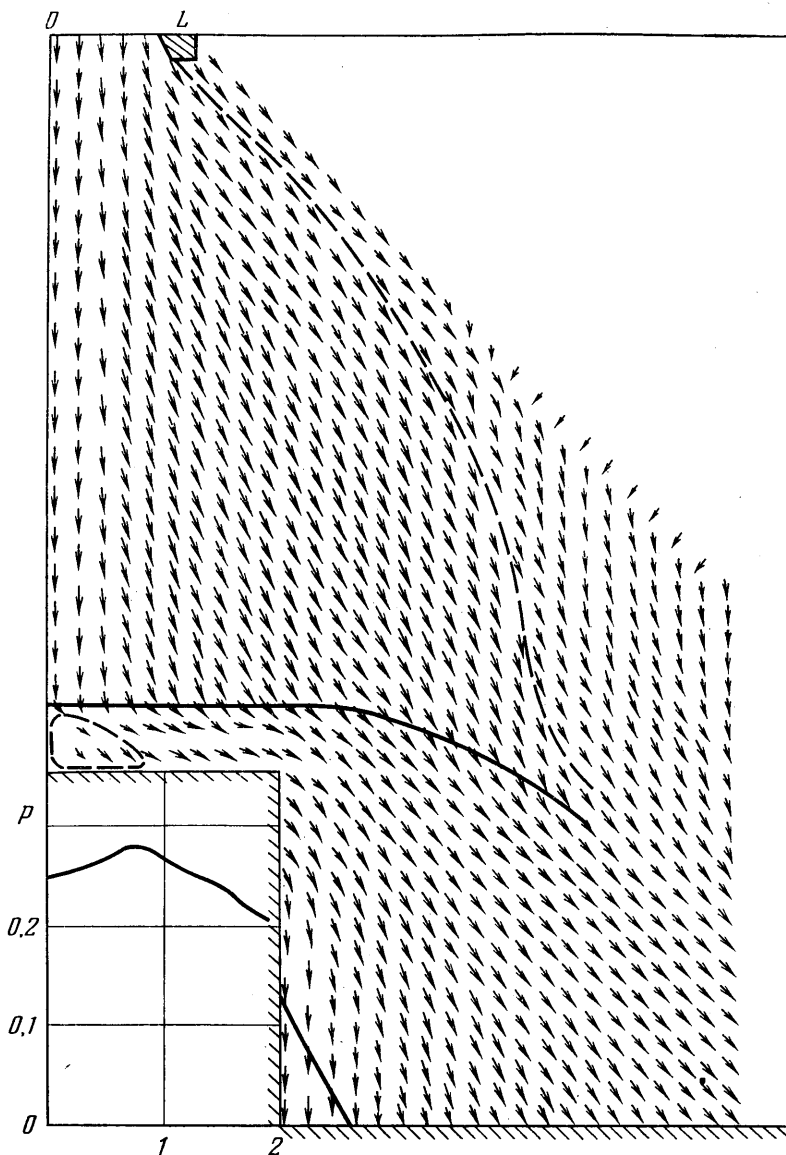
Рассмотрим результаты еще одного численного эксперимента — взаимодействие сверхзвуковой затопленной струи с конечной преградой, в качестве которой взят цилиндрический торец. Расчеты проводились для случая $M=1.5$, $n=16.14$, $\kappa=6$, $\theta=5^\circ$, $R/r=2.0$.

Остановимся кратко на обсуждении полученной физической картины течения (фиг. 2). В рассчитанном случае преграда находится в пределах первой «бочки» струи большой нерасчетности, при этом диаметр преграды меньше поперечного размера струи. В результате взаимодействия перед преградой образуется скачок уплотнения, аналогичный отсоединенному скачку перед телом, обтекаемым равномерным сверхзвуковым потоком. Происхождение «висячего скачка» уплотнения такое же, как и в случае обтекания торца равномерным сверхзвуковым потоком.

Наличие центральной срывной зоны объясняется тем, что максимум давления p на лобовой поверхности преграды находится не на оси симметрии, а на некотором расстоянии от нее (фиг. 2). Поэтому газ, прошедший через прямой скачок уплотнения на оси струи и имеющий давление торможения меньше максимального, не может покинуть центральную область. Течение в вихревой зоне существенно дозвуковое. В окрестности оси струи газ течет навстречу основному потоку со скоростью, соответствующей числу Маха $M=0.15$.

Отметим, что в [3] на основе экспериментального исследования показано, что при наличии периферийного максимума давления действительно возникает центральная срывная зона подобного типа.

Естественно, «сквозной» счет может привести к бóльшим погрешностям по сравнению с расчетами с разделением областей течения. Поэтому представляется



Фиг. 2

целесообразным сравнение полученных при таком подходе результатов с экспериментальными данными и результатами расчетов по другим методам. В качестве примера выбран случай натекания струи при $M=2.52$, $\kappa=1.4$, $\theta=7^\circ 15'$ на плоскую преграду, расположенную перпендикулярно струе на расстоянии $x=1.84$ от среза сопла. Отклонение распределения давления вдоль преграды, полученного в результате численного расчета методом крупных частиц, от экспериментального [6] и от рассчитанного в [2] не превышает 10%. Следует отметить, что в упомянутых расчетах [2] в области II расчетная сетка составляет 2000 ячеек, а в приводимом здесь численном эксперименте 200 ячеек.

Время расчета одного варианта на ЭВМ БЭСМ-6 не превышало 1.5 час. В заключение авторы благодарят С. И. Шматова за проведение ряда расчетов.

Поступила 20 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Храмов Н. Е. Расчет взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой (недорасширенной) струи с преградой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
2. Дубинская Н. В., Иванов М. Я. К расчету взаимодействия сверхзвуковой струи идеального газа с плоской преградой, перпендикулярной ее оси. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
3. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., «Наука», 1976.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Нестационарный метод «крупных частиц» для газодинамических расчетов. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1971, т. 11, № 1.
5. Губанова О. И., Лунев В. В., Пластинина Л. И. О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
6. Мельникова М. Ф., Нестеров Ю. Н. Воздействие сверхзвуковой нерасчетной струи на плоскую преграду, перпендикулярную оси струи. Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 5.

УДК 532.526.2-3

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ ТРЕХМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Е. Ю. ШАЛЬМАН

(Москва)

Асимптотические решения автомодельных уравнений двух- и трехмерного пограничного слоя исследовались многими авторами (см., например, [1-3]). В работах [4, 5] найдены асимптотические решения неавтомодельных уравнений для двумерного течения, проанализирован характер распространения возмущений вблизи внешней границы пограничного слоя.

В данной работе получены асимптотические решения неавтомодельных уравнений трехмерного ламинарного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Показано, что вывод работы [5] о правомерности переноса граничных условий из бесконечности на конечное расстояние от стенки верен и для трехмерного течения. Полученные решения позволяют объяснить хорошо известное из эксперимента явление «консервативности вторичных токов». Суть его состоит в том, что при изменении знака поперечного (по нормали к линии тока внешнего потока) градиента давления направление вторичного течения вблизи стенки меняется очень быстро, тогда как в верхних слоях пограничного слоя оно довольно долго остается прежним.

1. Выберем следующую систему координат: ось x направим вдоль линии тока внешнего невязкого потока, ось y — по нормали к обтекаемой поверхности, ось z — перпендикулярно осям x и y . Введем переменную $t = u_e y / \sqrt{xv}$ и искомые функции $f = u/u_e$, $\varphi = w/u_e$ (u, v, w — компоненты скорости по осям x, y, z соответственно, u_e — скорость внешнего потока). Скорость v исключим, проинтегрировав уравнение неразрывности. В результате получим систему нелинейных интегродифференциальных уравнений со следующими граничными условиями:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} + V \frac{\partial f}{\partial t} + \beta_1(1-f^2-\varphi^2) &= x \left(f \frac{\partial f}{\partial x} + \varphi \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + V \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \beta_2(1-f^2-\varphi^2) &= x \left(f \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \end{aligned}$$