

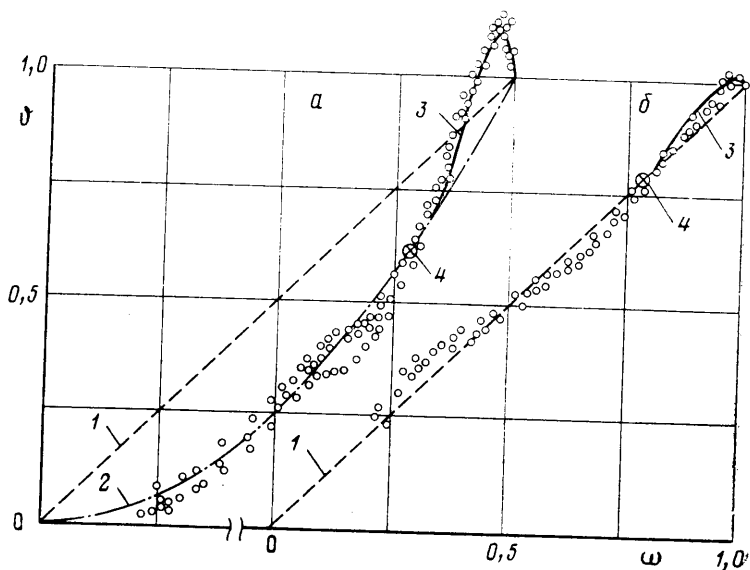
## О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

СИБИХ Г. Ф.

В последнее время большое внимание в теории турбулентности уделяется поиску и исследованию свойств крупномасштабных квазипорядоченных (когерентных) структур (см., например, обзор [1] и имеющуюся там библиографию). Существование таких сильно анизотропных, ответственных за основную долю турбулентного переноса вихревых структур установлено в турбулентных сдвиговых течениях для достаточно широкого диапазона экспериментальных условий. В данной работе перенос энергии когерентными структурами рассматривается в качестве механизма, формирующего распределение температуры во внешней части турбулентного пограничного слоя.

При течении вдоль плоской пластины газа с молекулярным и турбулентным числами Прандтля, равными единице, профили скоростей  $\omega = u/u_e$  и температур  $\phi = (T_0 - T_w)/(T_{0e} - T_w)$  тождественно совпадают:  $\phi = \omega$  (штриховая линия 1 на фигуре) [2]. Чтобы учесть отличие чисел Прандтля от единицы, в первом приближении вместо температуры торможения  $T_0$  используется равновесная температура  $T_0^* = T + ru^2/2c_p$ . Распределение температуры, модифицированное с помощью такой замены, в частном случае теплоизолированной пластины имеет вид  $\phi = \omega^2$  (штрихпунктирная кривая 2 на фигуре, а). Здесь же приведены экспериментальные точки [3], полученные при обтекании теплоизолированной пластины сверхзвуковым потоком воздуха с  $M_e = 3$ . Видно, что, несмотря на недостаточную обоснованность, такая замена приводит к удовлетворительному согласованию с экспериментальными данными во внутренней области пограничного слоя. Вместе с тем во внешней области наблюдается заметное расхождение: при  $\omega > 0.9$  ( $y/\delta > 0.5$ ) имеет место «всплеск» температуры торможения: температура торможения оказывается здесь больше температуры торможения во внешнем потоке.

Причиной перераспределения энергии, приводящего к всплеску, является, очевидно, движение когерентных структур. Формирующиеся в пристеночной зоне пограничного слоя структуры представляют собой вихревые образования с размером порядка толщины пограничного слоя  $\delta$ . Эти медленно вращающиеся образования наклонены под углом  $40-50^\circ$  и состоят в основном из хаотичных массивов вытянутых шпилькообразных (или — при малых числах Рейнольдса — подковообразных) вихрей [4]. Скорость «всплывания» структур  $v_c$  растет по мере их удаления от стенки и составляет вблизи внешней границы слоя  $v_{ce} \approx 0,01u_e$ , что на порядок превосходит осредненное значение вертикальной компоненты скорости [5, 6], тогда как продоль-



ная компонента скорости переноса структуры  $u_c$  лишь на несколько процентов меньше местного осредненного значения  $u$ .

Причина столь высокой степени увлечения потоком заключена, очевидно, в том, что структура представляет собой плохообтекаемое тело с большим значением сопротивления формы. В то же время при переносе тепла такой аналогичный сопротивлению формы механизм обмена отсутствует и скорость теплообмена структуры с окружающей ее «некогерентной» жидкостью лимитируется в основном молекулярной теплопроводностью. Подобная ситуация складывается, например, при обтекании шероховатой поверхности, где различие в механизмах обмена импульсом и теплом приводит к нарушению аналогии Рейнольдса. Таким образом, приходим к выводу, что образованная в пристеночной зоне структура с температурой  $T_c > T_e$  обладает после своего перемещения во внешнюю область слоя избытком тепловой энергии по сравнению с ее «равновесным», изоэнергетическим значением, тогда как кинетическая энергия структуры в результате ее эффективного увлечения потоком близка к равновесной. Избыточное по сравнению с равновесным значение тепловой энергии вынесенных во внешнюю область структур и является, очевидно, причиной всплеска температуры торможения в этой области.

На фигуре сплошной кривой 3 представлены результаты расчета распределения температуры торможения, полученные на основе оценки эволюции статической температуры структуры и измеренного в [3] распределения скоростей. Расчет теплообмена с окружающим газом был проведен для сферической модели структуры. Радиус сферы  $R = \delta/4$  был выбран на основании полученных в [5] данных о типичных размерах структур и проведенного в этой же работе сопоставления измерений распределения энергии пульсации во внешней зоне слоя с теорией Филипса. Для эффективного положения источников пульсаций было получено значение  $y/\delta = 0,25$ , которое отмечено на фигуре точкой 4, обозначающей начало пути интегрирования. Пробные расчеты, проведенные для меньшего радиуса, привели к уменьшению, а для большего радиуса — к увеличению всплеска, поэтому можно полагать, что осредненная по возможным размерам сферы величина всплеска будет близка к приведенной на фигуре. Статическая температура структуры рассчитывалась путем численного интегрирования уравнения теплового баланса

$$-\frac{4}{3} \pi R^3 c_p \rho_c \frac{dT_c}{dt} = 4\pi R^2 \alpha (T_c - T_n)$$

где начальное значение температуры  $T_c$  в момент  $t=0$  ( $y=R$ ) взято из эксперимента [3];  $\alpha = \lambda \text{Nu}/2R$  — коэффициент теплоотдачи;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. Статическая температура некогерентной (индекс  $n$ ) жидкости рассчитывалась по изоэнергетическому соотношению  $T_n = T_{0e} - u_n^2/2c_p$ . Число Нуссельта сферы было определено согласно [7]  $\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Re}, \text{Pr})$ , где число Рейнольдса  $\text{Re} = 2R\rho_n \Delta u/\mu_n$  рассчитывалось по скорости структуры  $\Delta u = u_n - u_c$  относительно некогерентной жидкости. Ввиду отсутствия информации относительно динамики движения структур в сверхзвуковом пограничном слое для расчета значений скорости  $u_n, u_c$  были использованы данные, полученные в несжимаемом слое [5, 6]. Для этого по аналогии с профилем средней скорости предполагалось, что распределения  $u_n/u_e$  и  $u_c/u_e$ , отложенные в зависимости от  $y/\delta$ , не зависят от сжимаемости потока.

Вследствие того, что не все зародившиеся у стенки структуры «доживают» до внешней границы пограничного слоя, требовалось еще знание распределения числа структур по времени их жизни. Такие данные в настоящее время отсутствуют, поэтому была использована информация о распределении коэффициента перемежаемости  $\gamma$  поперек слоя, т. е. предполагалось, что вся турбулизованная жидкость во внешней области слоя выносится из пристеночной зоны когерентными структурами. В таком случае для местной температуры торможения получаем выражение

$$T_0 = \gamma (T_c + u_c^2/2c_p) + (1 - \gamma) T_{0e}$$

На фигуре, а приведено сравнение результатов расчета температуры торможения с экспериментальными данными [3] для теплоизолированной пластины; на фигуре, б — для пластины с охлаждением ( $T_w/T_{0e} = 0,71$ ). В рамках предлагаемого механизма два обстоятельства могут содействовать формированию над пластиной с охлаждением профиля температуры с малой величиной всплеска: во-первых, это учтенное при расчете понижение стартовой тепловой энергии структур, и, во-вторых, по аналогии с ламинарным пограничным слоем [8] — стабилизация вязкого подслоя под действием охлаждения поверхности. Отметим, что вопрос о возможном вкладе второго обстоятельства тесно связан с широко обсуждаемым вопросом [5, 9] о том, являются ли крупномасштабные структуры результатом эжекции, связанной с выбросами из внутренней области слоя [10].

В пользу справедливости такого предположения помимо фигуры, б говорят также результаты [11], где для сверхзвукового потока ( $M_e = 3$ ) над теплоизолированной стенкой отмечено увеличение всплеска под воздействием неблагоприятного градиента давления. Действительно, неблагоприятный градиент давления приводит к интенсификации и увеличению частоты выбросов из пристеночной зоны, тогда как благоприятный градиент давления, напротив, приводит к стабилизации вязкого подслоя

и гашению выбросов [10]. Интенсификация эжекции является, очевидно, причиной увеличения выноса тепловой энергии во внешнюю часть слоя и роста величины всплеска после участка с неблагоприятным градиентом давления. Отметим в этой связи еще результаты, полученные на теплоизолированной стенке сверхзвуковой трубы [12]. На срезе сопла ( $M_e=2,75$ ) всплеск практически отсутствует, что объясняется воздействием существующего выше по потоку благоприятного градиента давления; затем, в области нулевого градиента, его величина по мере удаления от среза монотонно возрастает.

Учитывая сказанное выше, можно прогнозировать увеличение всплеска, например, для течений со вдувом и нагретой стенкой, и, наоборот, его уменьшение для течений с отсосом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кантуэлл Б. Дж. Организованные движения в турбулентных потоках.— В кн.: Вихри и волны. М.: Мир, 1984, с. 9–79.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
3. Лейдермен А. Дж. Влияние температуры стенки на сверхзвуковой турбулентный пограничный слой.— Ракетная техника и космонавтика, 1978, т. 16, № 7, с. 106–114.
4. Head M. R., Bandyopadhyay P. New aspects of turbulent boundary layers structure.— J. Fluid Mech., 1981, v. 107, p. 297–338.
5. Kovaszny L. S. G., Kibens V., Blackwelder R. F. Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1970, v. 41, Pt 2, p. 283–325.
6. Blackwelder R. F., Kovaszny L. S. G. Time scales and correlations in a turbulent boundary layer.— Phys. Fluids, 1972, v. 15, № 9, p. 1545–1554.
7. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.
8. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
9. Antonia R. A. Conditionally sampled measurements near the outer edge of a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1972, v. 56, Pt 1, p. 1–18.
10. Клайн С., Рейнольдс У., Шрауб Ф., Рансгэдлер П. Структура турбулентных пограничных слоев.— В кн.: Механика. М.: Мир, 1969, № 4, с. 41–78.
11. Laderman A. J. Total temperature – velocity relation in turbulent compressible boundary layers.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, v. 24, № 12, p. 1990–1992.
12. Майер, Ротта. Распределение температуры в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое.— Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 11, с. 43–51.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
11.IV.1985

УДК 532.546

### ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О КОНФИГУРАЦИИ ГАЗОВОДЯНОГО КОНТАКТА В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

ГУТНИКОВ А. И., ЖОЛДАСОВ А., ЗАКИРОВ С. Н.

В задачах, связанных с определением конфигурации газоводяного контакта (ГВК) в гидродинамической ловушке в моноклинално залегающем литологически неоднородном водоносном пласте, плотность газа всегда предполагается постоянной [1, 2]. Однако в случае газовых залежей с большим этажом газонасыщенности изменение плотности газа с высотой может оказывать значительное влияние на конфигурацию ГВК в гидродинамической ловушке. Ниже приводится точное решение задачи о конфигурации ГВК в однородном участке пласта. Это решение можно использовать для описания ГВК, когда моноклинално залегающий водоносный пласт, к которому приурочена залежь, кусочно-однороден по проницаемости.

Схематизация рассматриваемой задачи представлена на фигуре,  $h_0$  — толщина пласта,  $b$  — ширина,  $\beta$  — угол падения. В пласте существует естественный фильтрационный поток воды с расходом  $Q$  в направлении погружения. В верхней части пласта имеется зона с проницаемостью  $k_1$ , а нижняя часть характеризуется проницаемостью  $k_2$  ( $k_2 > k_1$ ). К зоне изменения проницаемости пласта при определенных условиях приурочена газовая залежь, конфигурацию ГВК которой необходимо установить. Газ предполагается идеальным. Толщина пласта существенно меньше размеров газовой залежи по простиранию.

Как и в [1], для описания ГВК будем использовать величины, осредненные по водо- или газонасыщенным толщинам. Интегрируя уравнение закона Дарси по водо-насыщенной толщине пласта, для средней латеральной скорости фильтрационного