

4. Sinclair P. C. The lower structure of dust devils // J. Atmos. Sci.— 1973.— V. 30, N 8.
5. Ives R. L. Behaviour of dust devil // Bull. Amer. Meteorol. Soc.— 1947.— V. 28, N 4.
6. Williams N. R. Development of dust vortices and similar small-scale vortices // Bull. Amer. Meteorol. Soc.— 1948.— V. 29, N 3.
7. Fitzjarrald D. E. A laboratory simulation of convective vortices // J. Atmos. Sci.— 1973.— V. 30, N 7.
8. Mager A. Dissipation and breakdown of a wing-tip vortex // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 55, N 4.

г. Новосибирск

Поступила 3/XII 1990 г.

УДК 532.526

С. А. Гапонов, А. Д. Косинов, А. А. Маслов,  
С. Г. Шевельков

### О ВЛИЯНИИ ВЕЕРА ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ НА РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Вопросы взаимодействия пограничного слоя с локальными неоднородностями сверхзвукового потока в настоящее время недостаточно хорошо изучены. Особенно это относится к устойчивости сверхзвукового ламинарного пограничного слоя в сложных течениях с градиентами давления. Теоретически задача устойчивости вблизи изогнутых поверхностей рассматривалась в [1]. Анализировался случай обтекания выпуклой поверхности сверхзвуковым потоком. Отмечено стабилизирующее влияние на пограничный слой поворота сверхзвукового потока на внешнем тупом угле.

Результаты экспериментального исследования устойчивости пограничного слоя при его взаимодействии с веером волн разрежения представлены в [2]. Получено, что искусственные возмущения, прошедшие через веер волн разрежения, остаются нейтральными в области небольшого положительного градиента давления за поворотом потока. Этот результат был также предсказан теоретически в [1]. Таким образом, можно отметить, что на развитие возмущений в данном случае оказывает влияние предыстория течения.

В настоящей работе сделана попытка исключить влияние веера волн разрежения, чтобы более определенно выделить его воздействие на развитие возмущений. Для этого были повторены измерения, выполненные в [2]. Однако в данном случае искусственные возмущения вводились в пограничный слой сразу за веером волн разрежения в отличие от работы [2], в которой источник возмущений располагался перед поворотом потока.

1. Измерения выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТМ СО АН СССР с размерами рабочей части  $200 \times 200 \times 600$  мм. Условия экспериментов:  $Re_1 = U/\nu = 6,75 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $F = 2\pi f/Re_1 U = 0,337 \cdot 10^{-4}$ ,  $M_\infty = 2,0$ , где  $Re_1$  — единичное число Рейнольдса;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $U$  — скорость на внешней границе пограничного слоя;  $M_\infty$  — число Маха набегающего потока;  $f$  — частота возмущения;  $F$  — безразмерный частотный параметр. Исследования осуществлялись при помощи термоанемометра постоянного тока. Применялись датчики с нитью из вольфрама диаметром 6 мкм и длиной около 1,2 мм.

Эксперименты проведены на той же модели, что и в [2], представляющей собой острый стальной конус с углом при вершине  $10^\circ$  и цилиндрической хвостовой частью диаметром 38 мм. В качестве источника искусственных возмущений использовался электрический разряд переменного тока, который находился на цилиндрической части модели на расстоя-

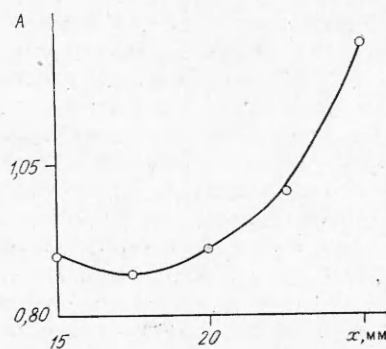
нии 7 мм от точки излома поверхности. Возмущения проникали в пограничный слой через отверстие  $\varnothing 0,5$  мм на поверхности модели. Методика экспериментов аналогична [2]. Были измерены распределения амплитуд  $A$  и фаз  $\Phi$  возмущений в узкой полосе (1 %) на частоте  $f = 20$  кГц вдоль трансверсальной  $z$  и продольной  $x$  координат. В результате обработки данных получены амплитудные  $A_{\beta\alpha_r}$  и фазовые  $F_{\beta}$  спектры, а также волновые характеристики возмущений (фазовые скорости, углы наклона волн, степени усиления возмущений). Здесь  $\beta$  и  $\alpha_r$  — волновые числа в  $z$ - и  $x$ -направлениях.

Измерения выполнялись на цилиндрической части модели при значениях продольной координаты  $x$  от 16 до 28 мм;  $x$  отсчитывалась от точки излома поверхности вдоль по потоку. Как показано в [3], на этом участке наблюдается небольшой положительный градиент давления. Профили средней скорости близки к профилям в безградиентном течении на плоской пластине. При этом для координаты  $x = 15$  мм пограничный слой на цилиндре по интегральным характеристикам близок к пограничному слою на плоской пластине с  $Re = (Re_1 x_n)^{1/2} = 715$  ( $x_n$  — продольная координата на пластине, отсчитываемая от передней кромки).

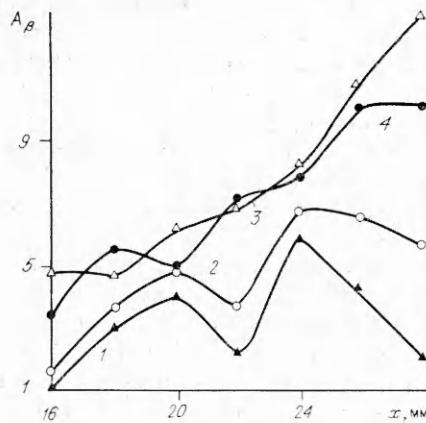
2. Рассмотрим развитие естественных возмущений (т. е. возникающих в пограничном слое под воздействием внешних неконтролируемых факторов, таких как акустический шум со стенок рабочей части, вибрации и т. п.) на исследуемой частоте. Зависимость интегральной по волновым числам  $\alpha_r$  и  $\beta$  амплитуды пульсаций массового расхода от продольной координаты  $x$  приведена на рис. 1. Отметим, что возмущения интенсивно увеличиваются с показателем степени  $-\alpha_i \sim 4 \cdot 10^{-3}$  для  $x = 22$  мм. Для пограничного слоя на плоской пластине в области с  $Re \approx 700$  вихревые возмущения (волны Толлмина — Шлихтинга), по данным [4, 5], растут с показателем степени  $-\alpha_i = 2,5 \cdot 10^{-3}$ . Увеличение степеней роста возмущений на цилиндре по сравнению с плоской пластиной можно объяснить небольшим положительным градиентом давления, а также несколько большими значениями  $Re$ . Однако этот результат противоречит экспериментальным данным [2]. Как отмечалось выше, искусственные возмущения, прошедшие через веер волн разрежения, остаются близки к нейтральным (см. рис. 6 в [2]).

Наблюдались интенсивные биения амплитуды, из чего сделан вывод о сложной волновой структуре развивающихся возмущений. Кроме вихревых (дозвуковых) возмущений, фазовая скорость которых  $C_x > C_x^*$ , в пограничном слое развиваются также акустические (сверхзвуковые) возмущения с  $C_x < C_x^*$  и регулярные, фазовая скорость которых попадает в интервал  $1 < C_x < 1 + 1/(M \cos \chi)$ . Здесь  $C_x^* = 1 - 1/(M \cos \chi)$ ,  $\chi$  — угол наклона волнового вектора возмущения к направлению течения. Рассмотрим характер развития искусственных возмущений, полученный в настоящей работе. Нарастание амплитуды возмущений в зоне измерения для волновых чисел  $\beta$ , близких к представленным в [2], показано на рис. 2 (кривые 1—4 соответствуют  $\beta = 0; 0,31; 0,67; 1,20$ ). Наиболее интенсивно растут возмущения с  $\beta = 0,67$ , степени их усиления  $-\alpha_i \sim 6 \cdot 10^{-3}$ , что близко к данным для естественных возмущений. Практически отсутствуют биения амплитуды, т. е. основной вклад в возмущение вносит одна плоская волна с углом наклона  $\chi = 55^\circ$ . Ее фазовая скорость  $C_x = 0,5$ , что отвечает волне Толлмина — Шлихтинга. Для других  $\beta$  биения существенны, что указывает на сложную структуру возмущений.

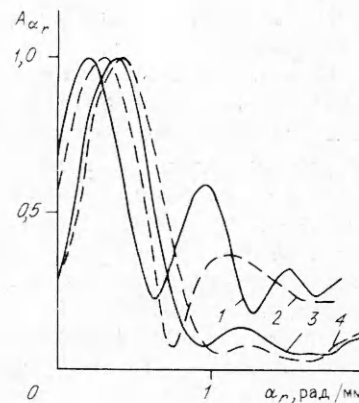
Похожий характер развития искусственных возмущений получен ранее в [6] для плоской пластины, т. е. для безградиентного течения.



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

Рассмотрим более подробно состав возмущений. На рис. 3 приведены амплитудные  $\alpha_r$ -спектры возмущений. Сплошными линиями нанесены результаты [2], штриховыми — настоящей работы, где для кривых 1 и 2  $\beta = 0$ , для 3 и 4 — 0,61. Существенная разница в спектрах только для  $\beta = 0$ . Если в первом случае фазовая скорость возмущений, соответствующая основному пику,  $C_x = 1,12$ , что отвечает регулярным возмущениям, то во втором  $C_x = 0,79$  и возмущения уже относятся к волнам Толлмина — Шлихтинга. Эти данные подтверждают предположение о том, что появление регулярных возмущений связано с веером волн разрежения. Отметим, что вклад звуковых волн с  $C_x < 0,3$  (второй пик на графиках рис. 3) в возмущения, прошедшие через веер волн разрежения, больше, чем во введенные на цилиндрической части модели.

Линии 3 и 4 на рис. 3 очень близки. В обоих случаях основной пик определяется волной Толлмина — Шлихтинга с  $C_x \approx 0,6$ . Вклад звуковых волн (второй пик) в возмущения с  $\beta = 0,61$  по результатам [2] несколько больше, чем в настоящей работе, но различие невелико. Аналогичный результат получен и для других  $\beta$ . В связи с этим трудно объяснить с позиций линейной теории устойчивости разницу в поведении волн с  $\beta = 0,7$ , введенных до и после поворота потока. Возможно, что в первом случае не удалось избежать нелинейного взаимодействия плоской и трехмерной волн на основной частоте и гармониках. Для проверки этого предположения необходима разработка методов экспериментального исследования нелинейных процессов. Заметим, однако, что теоретически даже вопросы линейного развития волн в потоках с локальными неоднородностями практически не изучены.

Из того факта, что введенные после поворота искусственные возмущения растут аналогично естественным, а введенные до поворота искусственные возмущения остаются нейтральными, можно предположить, что неоднородность потока, порождаемая в сверхзвуковом пограничном слое поворотом течения, является генератором возмущений и играет роль, аналогичную области носка модели. Внешние к пограничному слою акустические волны в области неоднородности порождают вихревые возмущения (подобный вывод требует дальнейших исследований).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Петров Г. В. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при повороте течения // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1987.— № 18, вып. 5.
2. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя за веером волн разрежения // ПМТФ.— 1989.— № 3.
3. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Сверхзвуковой ламинарный пограничный слой за веером волн разрежения // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1988.— № 21, вып. 6.
4. Lebiga V. A., Maslov A. A., Pridanov V. G. Experimental investigation of the stability of supersonic boundary layer on a flat insulated plate // Arch. Mech.— 1979.— V. 31, N 3.

5. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on supersonic boundary — layer stability // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 147.— P. 39.
6. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ.— 1986.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 22/1 1991 г.

УДК 532.5.29.5

А. Н. Котюсов, Б. Е. Немцов, Е. Е. Орлова

## О МЕХАНИЗМЕ КОАЛЕСЦЕНЦИИ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА, ДВИЖУЩИХСЯ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

При исследовании процессов, происходящих в жидкости, содержащей пузырьки газа или пара, очень важно понимание механизма роста пузырьков при их движении в жидкости. Очевидно, что наиболее существенным здесь является процесс коалесценции, т. е. сближение мелких пузырьков и их объединение в пузырек большого размера. При изучении динамических механизмов коагуляции и коалесценции [1—3] макроскопическое движение гетерогенных смесей рассматривается обычно при выполнении ряда допущений. Эти допущения, как правило, позволяют проводить исследование динамических характеристик одиночных частиц с последующей попыткой учесть их парное взаимодействие друг с другом. Так, сила Бьеркнесса, приводящая к сближению частиц, рассматривается как результат взаимодействия двух отдельных частиц. В то же время существует и другая возможность взаимодействия частиц и их коллективной динамики, связанная с когерентным характером длинноволновых возмущений, в формировании которых участвует сразу большое число частиц. Впервые на эту возможность указано в [4], где, однако, использование схемы потенциального обтекания не дает права обобщить результат на случай реальных жидкостей. Учет вязкости при изучении коллективного взаимодействия в задачах такого рода был сделан в [5, 6] при исследовании потоков аэрозолей, а также при изучении воздействия звука на аэрозоль. Было получено, что в газе, содержащем движущиеся твердые частицы, развивается неустойчивость, приводящая к сближению частиц и их дальнейшей коагуляции. Неустойчивость имеет простое объяснение. Если в некоторой области повышается объемная концентрация частиц, то, как вытекает из уравнения неразрывности, в ней увеличивается и скорость несущей фазы. В итоге частицы из области с повышенной концентрацией ускоряются и догоняют частицы в области с пониженной концентрацией, что приводит к дальнейшему росту объемной плотности и увеличению вероятности коагуляции. Кроме того, в области с повышенной концентрацией частиц при росте скорости газа уменьшается давление, что также вызывает дальнейшее увеличение плотности числа частиц.

Поскольку полученная неустойчивость универсального характера, то становится очевидным, что она может возникать при любом плавном движении в двухфазной среде. Весьма интересно изучение этой неустойчивости в жидкости с пузырьками газа или пара. Это связано с необходимостью более полного понимания процессов, происходящих при дегазации жидкостей [2]. Кроме того, при распространении возмущений в такой среде у пузырьков возникают собственные колебания, учет которых так или иначе может повлиять на развитие процесса. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

Рассмотрение проведем на примере простой модели вязкой жидкости, содержащей пузырьки газа одного радиуса, всплывающие в поле силы тяжести. Положим, что энергией и другими эффектами хаотического и внутреннего движения пузырьков можно пренебречь. Будем считать, что отсутствуют столкновения пузырьков, процессы дробления и слипания, а также фазовые переходы. При этом учитываются только радиальные