

Дифференциальное уравнение (2.5) на прежней разностной сетке аппроксимировалось разностным при использовании центральных разностей, применялся тот же метод расчета, что и при вычислении  $\varphi(x, y)$  или  $\zeta(x, y)$ . Распределения давления при  $Re = 0; 3,16; 10; 31,6; 100$  (кривые 1—5) по поверхности уступа представлены на фиг. 6 (при  $Re = 0$  конечной является величина  $Re p$ ); заметно значительное увеличение передачи возмущений вверх по потоку с ростом числа  $Re$ . При перемещении вверх по торцу уступа давление продолжает возрастать, при переходе на верхнюю сторону уступа давление скачкообразно падает и затем при  $x \gg 1$  продолжает плавно уменьшаться. К сожалению, результаты расчетов не дают подтверждения асимптотического закона изменения давления (2.2) (для этого необходимо значительно увеличить размеры расчетной области вниз по потоку). Зависимости значений давления в точках отрыва и присоединения потока от числа  $Re$  представлены на фиг. 3 (кривые 5, 6, правая ось ординат).

Поступила 28 I 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боголепов В. В., Нейланд В. Я. Обтекание малых неровностей на поверхности тела сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Труды ЦАГИ, 1971, вып. 1363.
2. Боголепов В. В., Нейланд В. Я. Исследование локальных возмущений вязких сверхзвуковых течений.— В кн.: Аэродинамика. М.: Наука, 1976.
3. Боголепов В. В. Исследование предельных решений для случая обтекания малых неровностей на поверхности тела сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Труды ЦАГИ, 1977, вып. 1812.
4. Kiya M., Arie M. Viscous shear flow past small bluff bodies attached to a plane wall.— J. Fluid. Mech., 1975, vol. 69, p. 4.
5. Боголепов В. В. Обтекание полуцилиндрической выпуклости на поверхности пластины сдвиговым потоком вязкой жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 6.
6. Боголепов В. В. Аэродинамическое нагревание стенок малой прямоугольной трапезы на поверхности пластины.— Учен. зап. ЦАГИ, 1980, № 3.
7. Hunt J. C. R. A theory for the laminar wake of a two dimensional body in a boundary layer.— J. Fluid Mech., 1971, vol. 49, p. 1.
8. Боголепов В. В., Липатов И. И. Автомодельные решения уравнений пограничного слоя с взаимодействием.— ПМТФ, 1982, № 4.
9. Thom A. An investigation of fluid flow in two dimensions. Aeron. Res. Council Repts and Memo, 1928, N 1194.
10. Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К., Сполдинг Д. Б., Вольфштейн М. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972.
11. Peaceman D. W., Rachford H. H. Jr. The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations.— J. Soc. Industr. Appl. Math., 1955, vol. 3, N 1.
12. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

УДК 532.526.4

### НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В УГЛОВЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

В. И. Корнилов, А. М. Харитонов

(Новосибирск)

Продольное обтекание угловых конфигураций характеризуется развитием вторичных течений в окрестности биссекторной плоскости [1—4]. Эти продольные вихри в пограничном слое определены Прандтлем [5] как вторичные течения второго рода, т. е. течения, где производные скорости  $\partial/\partial y$  и  $\partial/\partial z \gg \partial/\partial x$ . Такие течения обусловлены градиентами напряжений Рейнольдса вдоль осей  $y$  и  $z$ , которые индуцируют компоненты  $v$  и  $w$  в области взаимодействия пограничных слоев. Протяженность этой пристенной области в поперечном направлении составляет величину порядка (2—4) толщин пограничного слоя в данном сечении [6]. Условия возникновения и развития подобных течений по мере перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное в случае симметрично развивающихся пограничных слоев в прямом двугранном угле детально изучены в [7]. Однако в ряде практических случаев осуществляется несимметричное взаимодействие пограничных слоев. Подобные течения реализуются,

например, в областях сопряжения крыла и фюзеляжа и других элементов летательных аппаратов. Они характеризуются различной предысторией развития пограничных слоев на гранях угла, что порождает асимметричное течение в окрестности биссекторной плоскости. Этот вид взаимодействия пограничных слоев является наиболее сложным, малоизученным, и пока нет приемлемой модели для расчета таких течений. Весьма ограничены также и экспериментальные данные, проясняющие физическую картину явления. Известны лишь исследования [8], в которых изучались характеристики течения в окрестности сопряжения тонкого крылового профиля, установленного на стенке рабочей части аэродинамической трубы прямоугольного поперечного сечения. При этом передняя кромка крыла образована полуэллипсом с соотношением полуосей  $b/a = 1 : 6$ .

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры турбулентного течения в области сопряжения двух плоских поверхностей, которые схематически можно рассматривать как идеализированный стык типа крыло — фюзеляж. При этом достаточно широко варьировались условия несимметрии, которые условно можно характеризовать отношением толщин взаимодействующих пограничных слоев  $\delta_B/\delta_A$ . Это позволило проанализировать изменение структуры таких течений по мере перехода от простой конфигурации, в которой взаимодействуют симметрично развивающиеся пограничные слои ( $\delta_B/\delta_A = 1$ ), к более сложной, где взаимодействуют пограничные слои с различной предысторией развития ( $\delta_B/\delta_A > 1$ ).

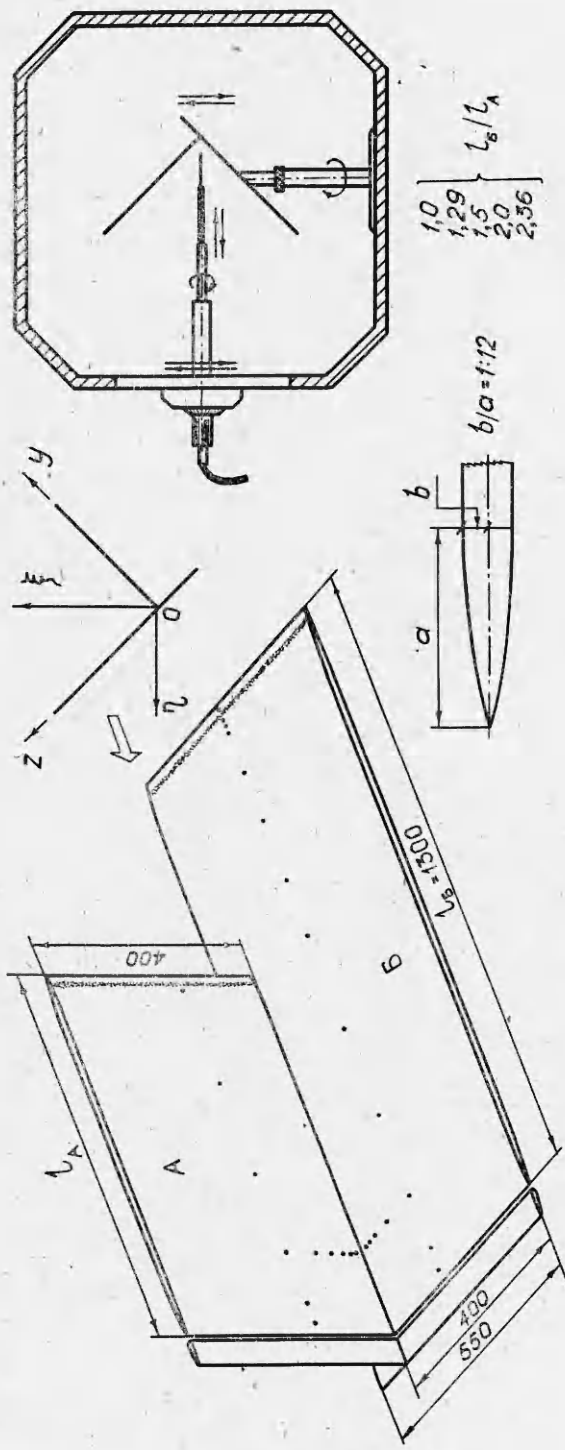
Опыты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР [9] при скорости невозмущенного потока  $u_\infty = 30$  м/с, что соответствовало числу Рейнольдса на 1 метр  $Re_1 = 1,95 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>. Эскиз модели двугранного угла представлен на фиг. 1. Модель угла состоит из двух плоских шлифованных граней, установленных относительно друг друга под углом  $90^\circ$  на жестком стальном корпусе. Носовая и хвостовая части пластин выполнены в виде полуэллипса с отношением полуосей  $b/a = 1 : 12$ . При этом длина грани А последовательно менялась, а длина грани Б сохранялась постоянной и равной 1300 мм, вследствие чего еще до начала сопряжения граней на ней формировался развитый турбулентный пограничный слой. Тем самым в исследуемом поперечном сечении достигалась различная степень несимметрии течения, величина которой варьировалась в пределах  $\delta_B/\delta_A = 1,0—2,3$ . Соответствующие числа Рейнольдса в исследуемом поперечном сечении  $Re_{x_A}$  и  $Re_{x_B}$ , вычисленные по скорости на внешней границе пограничного слоя  $u_\delta$  и расстояниям  $x_A$  и  $x_B$  от начала развития турбулентного слоя, приведены в таблице.

Для измерения соответствующих параметров несжимаемого пограничного слоя внутри двугранного угла, таких как полное давление, величина и направление вектора скорости, местный коэффициент поверхностного трения, использовалась серия малогабаритных аэрометрических насадков, которые схематично представлены на фиг. 1. Измерение продольной компоненты пульсации скорости производилось термоанемометром постоянной температуры 55Д00 фирмы DISA. В качестве чувствительного элемента использовался датчик с нитью Волластона диаметром 3 мкм (см. фиг. 1).

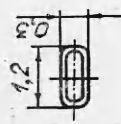
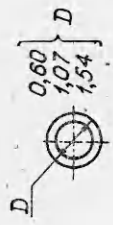
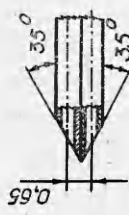
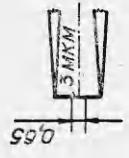
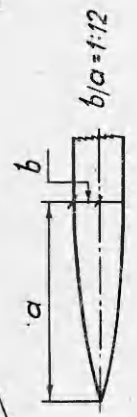
Более подробное описание модели, методики эксперимента и измерительного оборудования, а также некоторые результаты методических исследований приведены в [7].

По данным многократных экспериментов относительная величина случайной погрешности измерения интегральных характеристик пограничного слоя, вычисленных по продольной составляющей скорости, составляет 0,2%. Пренебрежение поперечной компонентой скорости может внести дополнительную ошибку, не превышающую 2%.

Одной из основных анализируемых характеристик в данной работе является продольная компонента завихренности, которая определялась посредством графического дифференцирования экспериментальных кривых  $w(y)$  и  $v(z)$ . Известно, что указанный метод может привести к заметной погрешности определения этой величины. Однако расчеты, выполненные по методу малого параметра, показали, что абсолютная погрешность безразмерной продольной компоненты завихренности  $\Delta\omega_x$  не превышает величины  $\pm 0,5$ .



- 1,0
  - 1,29
  - 1,5
  - 2,0
  - 2,36
- $l_B / l_A$



Фиг. 1

$\delta_B/\delta_A$	1,0	1,23	1,5	1,98	2,3
$Re_{x_A} \cdot 10^{-6}$	2,17	1,62	1,26	0,68	0,69
$Re_{x_B} \cdot 10^{-6}$	2,17	2,17	2,10	1,73	2,17

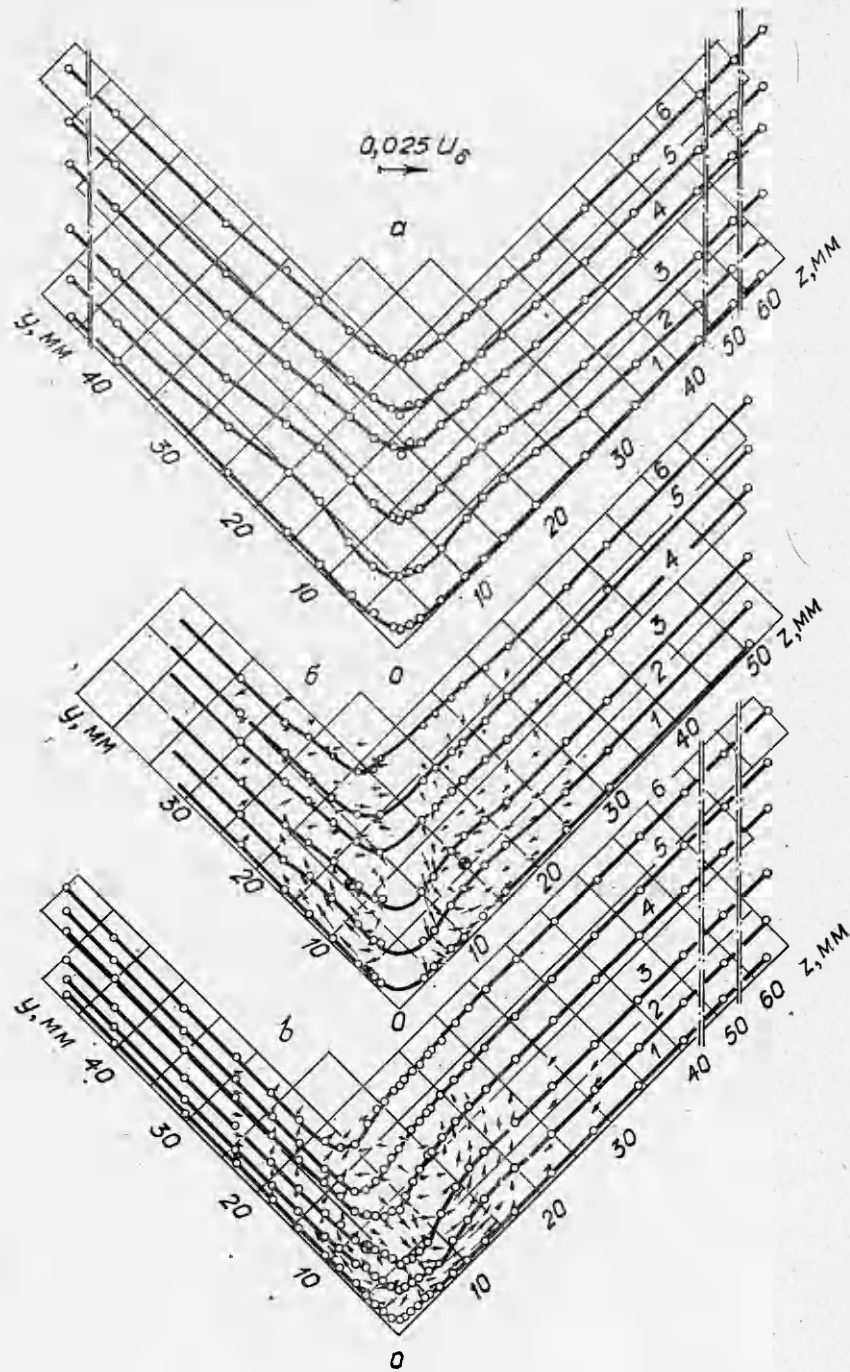
С целью исключения методических погрешностей изучалась возможность распространения возмущений в измеряемое сечение от угловых точек передней кромки грани Б. Полученные результаты позволили выбрать относительное расположение граней угла, исключающее проникновение посторонних возмущений в исследуемую область [7]. На всех конфигурациях модели измерялось также распределение статического давления на поверхности граней. Распределение коэффициентов давления оказалось весьма равномерным, за исключением окрестности передней кромки и некоторой области на грани Б, находящейся в зоне распространения возмущений от носовой части грани А [10]. Аналогичное изменение давления наблюдалось при всех исследованных степенях несимметрии  $\delta_B/\delta_A$ .

Анализ полей продольной составляющей скорости  $u$  и пульсаций скорости  $u'$ , а также стационарных вторичных течений, характеризующихся компонентами скорости  $v$  и  $w$ , свидетельствует о сложном пространственном характере течения вблизи линии пересечения граней угла. В качестве примера на фиг. 2, а—в представлено распределение линий равных скоростей (изотах)  $u/u_\delta = \text{const}$  соответственно при  $\delta_B/\delta_A = 1; 1,5; 2,3$ . Здесь кривые 1—6 соответствуют относительной скорости  $u/u_\delta = 0,5; 0,7; 0,8; 0,9; 0,95; 0,99$ . При этом данные, приведенные на фиг. 2, а, получены при  $Re_{x_A} = Re_{x_B} = 2,17 \cdot 10^6$ . Для остальных случаев здесь и далее числа Рейнольдса представлены в таблице.

Если в случае  $\delta_B/\delta_A = 1$  течение имеет симметричный характер относительно биссекторной плоскости угла, то по мере увеличения этого параметра указанная симметрия все более нарушается. При этом практически во всем исследованном диапазоне значений  $\delta_B/\delta_A$  в области взаимодействия пограничных слоев имеет место искривление контура изотах, обусловленное вторичными течениями.

Подтверждением этого являются профили компоненты скорости  $w$  и  $v$ , для которых характерна смена знака по мере удаления от поверхности граней [10]. Эти профили свидетельствуют о том, что поперечные течения в пристенной области направлены от биссекторной плоскости по размаху угла, а во внешней области направление этих течений меняется на противоположное, т. е. к плоскости симметрии угла. Таким образом, в окрестности биссекторной плоскости развиваются продольные вихри противоположного направления вращения, что более наглядно подтверждается распределением векторов скорости поперечного течения, изображенных в виде стрелок на фоне линий равных скоростей (см. фиг. 2, б, в). Отчетливо наблюдается поперечный поток к поверхности модели со смещением от биссекторной плоскости в сторону более протяженной грани Б. В отличие от симметричного случая эти вихри различаются по интенсивности и расположены асимметрично относительно биссекторной плоскости тем больше, чем больше значение  $\delta_B/\delta_A$ . При этом четко видна разделительная линия этих двух вихрей, расположенная на большей грани. Аналогичная картина наблюдалась и в сжимаемом случае при числе  $M_\infty = 3$  [11].

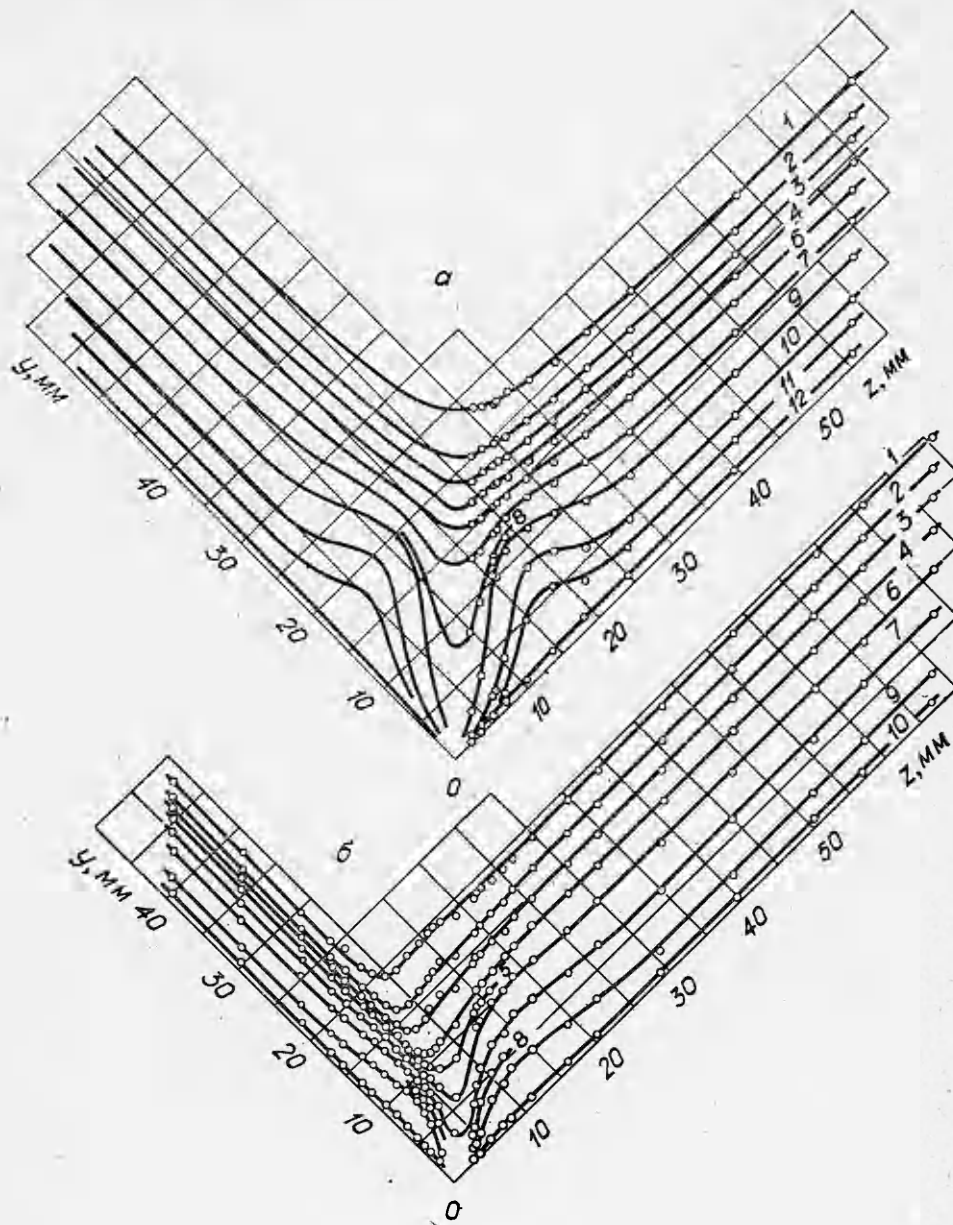
Характерная деформация линий равных значений среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости  $\sqrt{u'^2}/u_\delta = \text{const}$  также подтверждает существенную асимметрию поперечных течений, что представлено на фиг. 3, а, б при  $\delta_B/\delta_A = 1$  и 2, 3 соответственно. Здесь



Ф и г. 2

кривые 1—12 соответствуют значениям  $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_\delta$ , равным 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,045; 0,05; 0,06; 0,066; 0,07; 0,08; 0,085; 0,09. Можно заметить, что даже в случае  $\delta_B/\delta_A = 2,3$  отчетливо наблюдается искривление контура линий  $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_\delta = \text{const}$ , обусловленное поперечными течениями, и, как следствие, заметный градиент продольной компоненты пульсации скорости в направлении осей  $y$  и  $z$ .

Известно, что количественной характеристикой вихря может служить его завихренность и, в частности, для вторичных течений, имеющих вид



Ф и г. 3

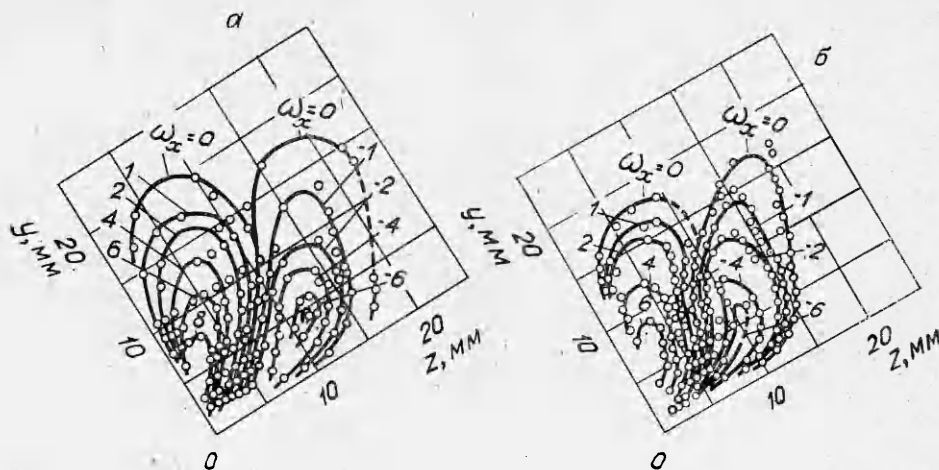
продольно развивающихся вихрей, — компонента средней завихренности по оси  $x$ :

$$\omega_x = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{u_\infty}{L},$$

где  $L$  — характерный линейный размер, принятый равным 1 м;

$u_\infty$  — скорость невозмущенного потока. Результаты измерений поперечных компонент скорости  $v$  и  $w$  позволили вычислить линии равной безразмерной завихренности  $\omega_x = \text{const}$ , распределение которых представлено на фиг. 4, а, б при  $\delta_B/\delta_A = 1,5$  и  $2,3$  соответственно. Распределение представленных линий равной завихренности позволяет считать, что и в случае асимметричного взаимодействия пограничных слоев, развивающихся на гранях прямого двугранного угла, также формируется пара противоположно вращающихся вихрей с направлением растекания от некой разделительной линии (в симметричном случае — угловая ли-





Ф и г. 4

ния) по размаху граней. Судя по максимальному значению завихренности  $\omega_{x\max}$ , в исследованном диапазоне параметра несимметрии  $\delta_B/\delta_A = 1,0-2,3$  по мере его увеличения наблюдается незначительное уменьшение интенсивности вихревого движения, однако принципиальных изменений в структуре течения не происходит.

Таким образом, при продольном обтекании несимметричных угловых конфигураций, когда передняя кромка граней образована полуэллипсом с соотношением полуосей  $b/a = 1 : 12$ , вторичные течения, по всей вероятности, индуцируются градиентами напряжений Рейнольдса в направлении осей  $y$  и  $z$ . Столь сложные турбулентные течения пока не могут быть описаны теоретически без ясного понимания механизма зарождения и развития вторичных течений. Детальное изучение таких течений требует знания распределения компонент тензора напряжений Рейнольдса.

Поступила 26 I 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eichelbrenner E. A., Preston J. H. On the role of secondary flow in turbulent boundary layers in corners (and salient).— J. de Mecanique, 1971, vol. 10, N 1.
2. Gessner F. B. The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner.— J. Fluid Mech., 1973, vol. 58, p. 1.
3. Корнилов В. И., Харитонов А. М. О развитии поперечных течений в пограничном слое при продольном обтекании прямого двугранного угла.— ПМТФ, 1979, № 1.
4. Mojola O. O. On secondary flow in streamwise corners.— J. de Mecanique appl., 1980, vol. 4, N 2.
5. Prandtl L. Essentials of Fluid Dynamics. L.: Blackie, 1952.
6. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Взаимодействие турбулентных пограничных слоев в прямом двугранном угле.— ПМТФ, 1978, № 3.
7. Корнилов В. И. Взаимодействие пограничных слоев в области сопряжения аэродинамических поверхностей. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
8. Shabaka I. M. M. A., Bradshaw P. Turbulent Flow Measurements in an Idealized Wing — Body Junction. AIAA J., 1981, vol. 19, N 2.
9. Багаев Г. И., Голов В. К., Медведев Г. В., Поляков Н. Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1972.
10. Алексеев Н. В., Корнилов В. И., Харитонов А. М. Взаимодействие несимметрично развивающихся пограничных слоев при продольном обтекании двугранного угла. Препринт № 11 ИТПМ СО АН СССР. Новосибирск, 1981.
11. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Некоторые особенности вязких течений в угловых конфигурациях.— В кн.: Исследования пристенных течений вязкого газа. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1979.