

$$(4.3) \quad \alpha \approx \frac{16\pi}{75 [2 \ln(8R/r) - 1]}$$

Отношения r/R , полученные в результате обработки кинограмм движения термиков, лежат в пределах 0,1—0,2. При этих значениях r/R из (4.3) следует, что $\alpha \approx 0,09—0,1$ (хорошее согласие с экспериментом (см. фиг. 1)).

В заключение автор благодарит С. А. Христиановича, А. Т. Онуфриева за постановку проблемы и ряд обсуждений, М. Д. Щербина — за внимание к работе и ценные замечания.

Поступила 24 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва.— ПМТФ, 1977, № 2.
2. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977.
3. Тарасов В. Ф. О движении всплывающего вихревого кольца.— В сб. Динамика сплошной среды. Вып. 23. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1975.
4. Горев В. А., Гусев П. А., Трошин Я. К. Моделирование подъема и сгорания облака легкого газа в атмосфере.— ДАН СССР, 1972, т. 205, № 4.
5. Заславский Б. И., Сотников И. М. О движении вихревых колец в однородной и стратифицированной средах.— В кн.: I Всесоюз. конф. «Метрология гидрофизических измерений» (тезисы докл.) М.: изд. ВНИИФТРИ, 1980.
6. Глаголев Ю. П., Жигайло В. А. и др. Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом.— Численные методы механики сплошной среды, 1974, т. 5, № 1.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1955.
8. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
9. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977.
10. Паттерман С. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. М., 1978.

УДК 532.517.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ СТРУИ С ТРЕХМЕРНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Н. М. Терехова

(Новосибирск)

Двумерная плоская струя с профилем скорости Бикли—Шлихтинга [1]

$$U_0 = 1 - \text{th}^2 \xi$$

($\xi = y/L$, $U_0 = \bar{U}/U_{00}$ — безразмерные координата и скорость, $L = 3,64 x^{2/3} (K/\nu^2)^{-1/3}$,

$$U_{00} = 0,4543 (K^2/\nu x)^{1/3} \text{ — характерные длина и скорость, } K = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{U}^2 dy = \text{const}$$

является в теории устойчивости интересным объектом исследования, так как она принадлежит к классу течений с точкой перегиба в профиле скорости и по теореме Рэлея невязко неустойчива.

К настоящему времени теоретически устойчивость плоской струи к бесконечно малым двумерным возмущениям исследована всесторонне как в плоскопараллельном приближении [2—5], так и с учетом непараллельности основного течения [4, 6]. Учет конечности возмущений [7] позволяет теоретически описать экспериментально наблюдаемую зону устойчивых автоколебаний в районе критического числа Рейнольдса R_* , что приводит к увеличению R_* и сближению расчетных и экспериментальных результатов. Исследований по выявлению влияния трехмерности возмущений на устойчивость плоской струи нет, хотя, как отмечается в [8, 9], ввиду того что струя очень чувствительна к внешним воздействиям, таким как акустический фон, малейшие вибрации, «сквозняк», не исключено, что в спектре возмущений могут присутствовать и трехмерные осцилляции. Появление трехмерных волн может быть также результатом разви-

тия плоских возмущений в нелинейной зоне. Интересным проявлением пространственности волнового движения является порождение продольной завихренности течения, которая приводит к дополнительному перераспределению количества движения в пограничном слое. Как показано в [10], одной из простейших моделей, описывающих появление отличного от нуля момента сил, является модель кроссинга возмущений — пары пересекающихся косых волн Толлмина—Шлихтинга. Для пограничного слоя на твердой поверхности такой симметричный кроссинг может образовать продольные, пространственно-периодические вихри, обнаруженные экспериментально. Учитывая тот факт, что пограничный слой на плоской пластине является предельным в классе течений с точкой перегиба ($U_{0\zeta\zeta} = 0$ лежит на стенке) и для него доказана необходимость учета трехмерности колебаний, представляется важным исследовать взаимодействие таких возмущений с невязко неустойчивым пограничным слоем — плоской струей, что может быть также полезным в выяснении вопроса о конкурентном влиянии волн возмущений разной размерности на устойчивость такого пограничного слоя. Эти исследования выполнены для плоскопараллельной струи в рамках моногармонического приближения [11], позволяющего замкнуть систему уравнений Рейнольдса для осредненного течения.

В данной работе рассматривается взаимодействие кроссинга возмущений в виде пересекающихся косых волн Толлмина—Шлихтинга конечной амплитуды с плоским течением без твердых границ — ламинарной струей с профилем Бикли—Шлихтинга. На основе точного решения уравнений Рейнольдса найдены продольный вихрь, вторичное осредненное течение, показано, что перераспределение количества движения при таком взаимодействии от оси струи в область внешнего поля соответствует экспериментально наблюдаемому. Полученное вторичное течение оказывается более устойчивым по сравнению с исходным. В области чисел перехода определяющим фактором возбуждения следует признать взаимодействие плоской волны возмущения и потока.

1. Симметричный кроссинг волн получается при взаимодействии двух косых волн Толлмина — Шлихтинга $\kappa\{u, v, w, p\}_{1,2}(\xi) \exp[i\alpha(x - Ct) \pm iyz]$ заданной интенсивности κ , которая выступает здесь в качестве параметра. Угол падения θ волн к продольной оси определяется соотношением $\operatorname{tg} \theta = \gamma/\alpha$, где α и γ — волновые числа в продольном x и пространственном z направлениях. Если γ вещественно, то кроссинг дает решение типа стоячей волны, период которой определяется только значением γ . Представление суммарной волны в этом случае следующее:

$$\begin{aligned} u'_1 + u'_2 &= 2\kappa u(\xi) \sigma \cos \gamma z, & v'_1 + v'_2 &= 2\kappa v(\xi) \sigma \cos \gamma z, \\ w'_1 + w'_2 &= 2\kappa i w(\xi) \sigma \sin \gamma z, \\ p'_1 + p'_2 &= 2\kappa p(\xi) \sigma \cos \gamma z, & \sigma &= i\alpha(x - Ct). \end{aligned}$$

Используя уравнения движения, можно показать, что для амплитуд возмущений справедливы равенства

$$\{u, v, w, p\}(\xi) = \{u_1, v_1, w_1, p_1\}(\xi) = \{u_2, v_2, -w_2, p_2\}(\xi).$$

Воспользовавшись преобразованиями Сквайра, для новых переменных

$$(1.1) \quad \begin{aligned} k^2 &= \alpha^2 + \gamma^2, & p_0 R &= p \operatorname{Re}, & \chi &= \alpha u - \gamma w, \\ kR &= \alpha \operatorname{Re}, & \kappa u_0 &= \alpha u + \gamma w, & \operatorname{Re} &= U_{00} L/\nu \end{aligned}$$

из линеаризованных уравнений Навье — Стокса для трехмерных возмущений [11] можно получить эквивалентную уравнению Орра — Зоммерфельда систему для двумерных возмущений

$$u_{0\xi\xi} - Au_0 = RU_{0\xi}v + ikp_0, \quad v_{\xi\xi} - Av = Rp_{0\xi}, \quad v_{\xi} + iku_0 = 0,$$

дополненную неоднородным уравнением для χ :

$$\chi_{\xi\xi} - A\chi = \gamma \operatorname{Re} U_{0\xi} v, \quad A = k^2 + ikR(U_0 - C).$$

Для упрощения расчетов обычно используют симметрию профиля скорости относительно однородной переменной ξ (по аналогии с течением в канале), разделяя возмущения на симметричные и антисимметричные. На оси струи ($\xi = 0$) для антисимметричной моды $u_0 = v_{\xi\xi\xi} = 0$, а для симметричной $u_{0\xi} = v = 0$. На внешней границе струи $\xi = \xi_R$ (обычно принимают $\xi_R = 6$) ставятся условия ограниченности возмущений [3, 5]:

$$u_{0\xi\xi} + (k + \beta)u_{0\xi} + k\beta u_0 = 0,$$

$$v_{\xi\xi\xi} + (k + \beta)v_{\xi} + k\beta v = 0, \beta^2 = A(\xi_k).$$

Характер четности составляющей скорости возмущений w совпадает с характером четности составляющей u , поэтому для антисимметричной моды из (1.1) следует, что $\chi(0) = 0$, а для симметричной $\chi_{\xi}(0) = 0$. На границе струи в первом приближении можно положить для обеих мод $\chi(\xi_k) = 0$.

Как показали расчеты и эксперимент, неустойчивость струи определяется антисимметричными возмущениями, для которых найдено $R_* \sim \sim 4-8$, для симметричных же $R_* \sim 88$ [3, 5]. Поэтому основное внимание в работе уделяется антисимметричной моде как наиболее неустойчивой.

2. Вторичное течение в квазистационарном приближении описывается системой Рейнольдса [1], которая после обезразмеривания запишется в виде

$$(2.1a) \quad VU_{\xi} + WU_z = (1/\text{Re})(U_{\xi\xi\xi} + U_{zz}) - f_1 - f_0,$$

$$VV_{\xi} + WV_z = -P_{\xi} + (1/\text{Re})(V_{\xi\xi\xi} + V_{zz}) - f_2;$$

$$(2.1b) \quad VW_{\xi} + WW_z = -P_z + (1/\text{Re})(W_{\xi\xi\xi} + W_{zz}) - f_3,$$

$$V_{\xi} + W_z = 0.$$

Здесь ξ рассматривается как поперечная однородная координата. Напряжения Рейнольдса $f_1 - f_3$ получены статистическим осреднением соответствующих моментов второго порядка, причем для выбранной системы волн они не зависят от координаты x ; f_0 имеет смысл внешней силы. Получающееся вторичное течение будет иметь вид $U = U(\xi, z)$, $V = V(\xi, z)$, $W = W(\xi, z)$, а граничными условиями для него естественно выбрать условия ограниченности течения по координате ξ : $\{U, V, W\}(\xi, z) \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow \pm\xi_k$ и условия периодичности по координате z :

$$\{U, V, W, U_z, V_z, W_z\}(\xi, 0) = \{U, V, W, U_z, V_z, W_z\}(\xi, T).$$

Видно, что в такой постановке можно найти V, W независимо от U . Вторичное течение V, W в переменных «функция тока — вихрь»

$$V = \Psi_z, \quad W = -\bar{\Psi}_{\xi}, \quad \omega = V_z - W_{\xi}$$

определяется из следующей системы:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \Psi_z \omega_{\xi} - \Psi_{\xi} \omega_z &= (1/\text{Re})(\omega_{\xi\xi\xi} + \omega_{zz}) - F(\xi, z), \\ \omega &= \Psi_{zz} + \Psi_{\xi\xi}, \quad F(\xi, z) = f_{2z} - f_{3\xi}. \end{aligned}$$

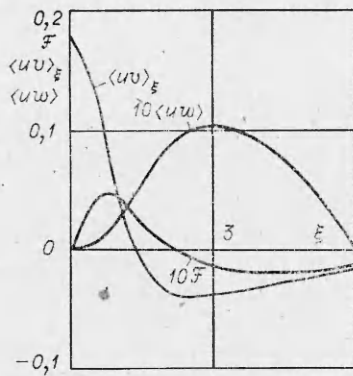
Для кроссинга $\bar{F}(\xi, z) = -\kappa^2 \mathcal{F}(\xi) \sin 2\gamma z$, где $\mathcal{F}(\xi) = \langle vw \rangle_{\xi\xi} + + 2\gamma[\langle uv \rangle_{\xi} + \langle wv \rangle_{\xi} + 2\gamma\langle vw \rangle]$. Из вида \bar{F} следует, что период T определится как $T = 2\pi/2\gamma$. Для пограничного слоя Блазиуса линеаризованное приближение (2.2), совпадающее по виду с уравнением для вторичного течения в рамках метода возмущений [12], дает возможность получить достаточно точное решение полной задачи для умеренных κ , когда конвекция играет второстепенную роль, и экстремальное решение для больших κ [10]. Для первого члена ряда Фурье $\Psi(\xi, z) = \psi(\xi) \sin 2\gamma z$ линеаризованную систему (2.2) можно свести к следующему неоднородному обыкновенному дифференциальному уравнению четвертого порядка:

$$(2.3) \quad \psi_{\xi\xi\xi\xi} - 8\gamma^2\psi_{\xi\xi} + 16\gamma^4\psi = -\text{Re}\kappa^2\mathcal{F}.$$

Краевыми для него являются условия $\psi, \psi_{\xi} \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow \pm\xi_k$. Из физических представлений можно заключить, что для антисимметричных возмущений на оси струи $\psi = \psi_{\xi\xi} = 0$, а для симметричных — $\psi_{\xi} = \psi_{\xi\xi\xi} = 0$, что опять дает возможность ограничить область решения. На внешней границе $\xi = \xi_k$ асимптотическое убывание ψ в виде $\psi \sim (D_1 + + D_2\xi) \exp[-2\gamma\xi]$ приводит к следующим соотношениям:

$$\psi_{\xi\xi} + 4\gamma(\psi_{\xi} + \gamma\psi) = 0, \quad \psi_{\xi\xi\xi} + 4\gamma(\psi_{\xi\xi} + \gamma\psi_{\xi}) = 0,$$

которые можно принять в качестве граничных условий для обеих мод.

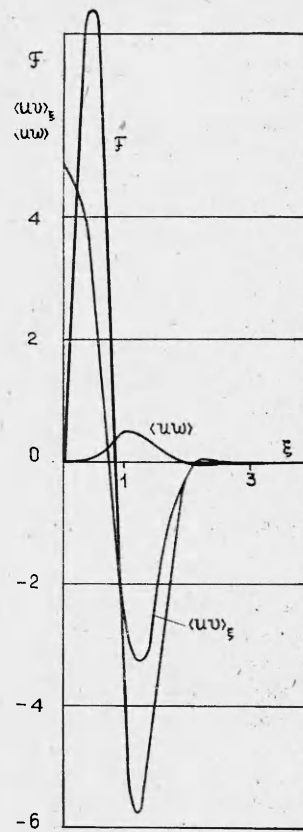


Ф и г. 1

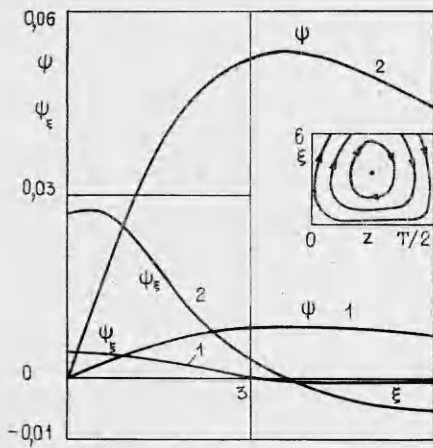
Зная решение (2.3), определим $\tilde{V}(\xi, z) = 2\gamma\psi(\xi) \cos 2\gamma z$, $W(\xi, z) = -\psi_\xi \sin 2\gamma z$. Продольная составляющая вторичного течения $U(\xi, z)$ описывается уравнением (2.1a), которое решено с использованием неявной разностной схемы второго порядка точности методом установления [13]. Выбор внешней силы f_0 определяется условием, чтобы при $\kappa = 0$ и отсутствии вторичных V и W уравнение (2.1a) давало ламинарный профиль плоской струи U_0 . Поэтому принято $f_0 = U_{0\xi\xi}/\text{Re}$, что согласуется с [7]. Область решения (2.1a) — прямоугольник $[-\xi_k \leq \xi \leq \xi_k, 0 \leq z \leq T]$, граничные условия указаны выше. Ввиду того что граница ξ_k выбрана достаточно далекой (в ламинарном распределении $U_0(\pm\xi_k) \sim 10^{-5}$), наряду с физически обоснованным граничным условием $U_\xi(\pm\xi_k, z) = 0$, рассмотрено также условие $U(\pm\xi_k, z) = 0$, что дало хорошо совпадающие распределения $U(\xi, z)$. Напряжениям Рейнольдса f_1 для кроссинга можно придать вид $f_1 = \kappa^2[\langle uw \rangle_\xi + 2\gamma\langle uv \rangle] \cos 2\gamma z + \langle uv \rangle_\xi$. В нем выделяется периодическая часть, которая может существовать только для трехмерных осцилляций, и вторая часть, аналогичная виду напряжений Рейнольдса для двумерной волны [7], через которую осуществляется перераспределение количества движения плоского течения в поле плоской волны возмущения. Изучение как совместного, так и раздельного влияния членов f_1 на среднее течение может дать ответ на вопрос о конкурентном влиянии на течение дву- и трехмерных волн возмущений.

3. Для антисимметричных возмущений исследовано два режима трехмерности, характеризующихся малыми ($\theta \sim 6,5^\circ$) и большими ($\theta \sim 35^\circ$) углами падения волны к продольной оси. В табл. 1 приведены собственные значения трехмерной $(\alpha, \gamma \text{Re}, C)$ и эквивалентной двумерной (k, R, C) волн для четырех точек с верхней ветви нейтральной кривой [5] и указан диапазон исследованных углов θ для критического числа Рейнольдса симметричных колебаний (точка 5).

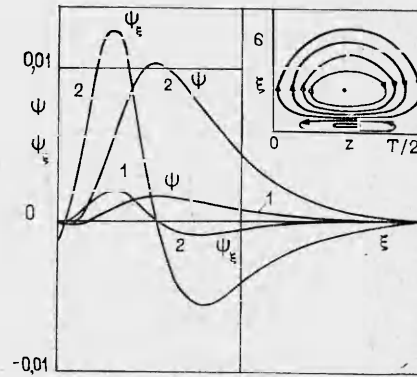
На фиг. 1, 2 представлены распределения напряжений Рейнольдса $\langle uv \rangle_\xi$, $\langle uw \rangle$, $\mathcal{F}(\xi)$ для точек 1 (фиг. 1) и 3 (фиг. 2). При малых R (точки 1, 2) в струе преобладает по величине момент $\langle uv \rangle_\xi$, ответственный за плоское искажение течения. С увеличением чисел Рейнольдса, как видно из сравнения, увеличиваются момент $\langle uw \rangle$ и комплекс \mathcal{F} , определяющие пространственное искажение течения и интенсивность индуцируемого вихря. Вторичный вихрь представлен на последующих фигурах 3—7 в виде амплитудных функций $\psi(\xi)$ и $\psi_\xi(\xi)$ для $\kappa = 0,02$ и $0,05$ (линии 1, 2 соответственно). Эти значения κ при выбранной нормировке собственных функций означают, что амплитуда волн возмущения составляет соответ-



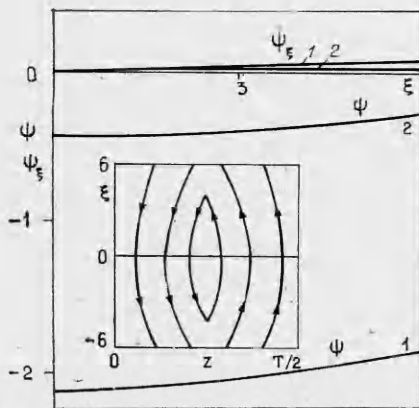
Ф и г. 2



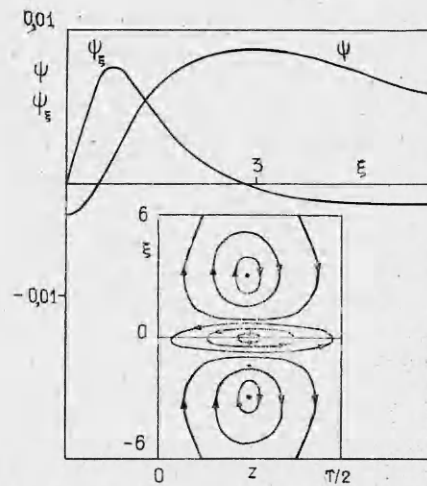
Ф и г. 3



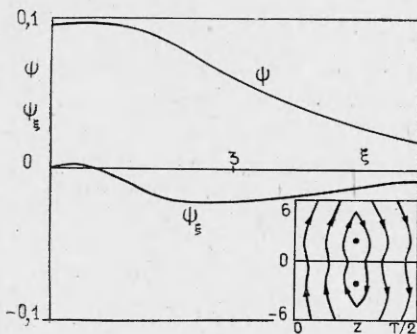
Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6



Ф и г. 7

венно ~ 2 и 5% скорости основного потока. Схематически здесь же изображены картины линий тока $\Psi = \text{const}$. Для антисимметричных возмущений центр вихря располагается на линии $z = T/4$, а полная картина возмущения области течения представится симметричными по $\xi = 0$ и $z = T/2$ вихрями. При малых углах θ для всех R картина завихренности похожа на изображенную на фиг. 3 ($R = 19,45$, $\theta = 6,5^\circ$). Для малых R линии тока не замкнуты, предполагаемый центр лежит вне области течения в застойной зоне, с ростом

R происходит локализация вихря в области течения. Для точек 1, 2 структура подобна изображенной и для больших θ , но начиная от $R = 19,45$ для больших θ картина обогащается слабым приосевым вихрем с противовращением, показанным на фиг. 4 для точки 3 при $\theta = 34,8^\circ$. Отметим, что интенсивность индуцированных вихрей обратно пропорциональна θ .

Интересная вихревая структура получена при возмущении течения кроссингом симметричных волн. Как показал расчет, при малых углах θ в струе во всей области течения $-\xi_k \leq \xi \leq \xi_k$ индуцируется один вихрь, а полная картина состоит из двух симметричных по $T/2$ вихрей (фиг. 5 для $\theta = 6,6$ и $13,35^\circ$, линии 1, 2 соответственно). С ростом θ струк-

Таблица 1

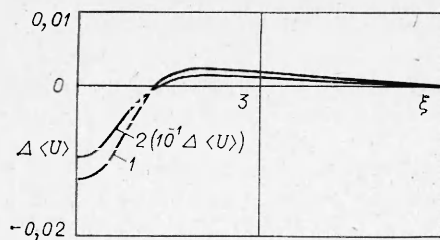
Номер точки	α	γ	θ°	Re	h	R	$C=C_r+iC_i$
<i>Антисимметричные возмущения</i>							
1	0,1688	0,02	6,8	4,04	0,168	4,0155	
	0,135	0,1	35,8	5,00			
2	0,8709	0,1	6,5	10,21	0,8766	10,14	0,36574 -0,00292i
	0,72	0,5	34,8	12,35			
3	1,2205	0,14	6,5	19,58	1,2285	19,45	0,4636 +0,00058i
	1,01	0,7	34,7	23,67			
4	1,5343	0,175	6,43	41,13	1,5443	40,867	0,5546 -0,0001i
	1,2725	0,875	34,8	49,59			
<i>Симметричные возмущения</i>							
5 R*	0,4301	0,05	6,63	88,89	0,433	88,292	0,71597 +0,0i
	0,4213	0,1	13,35	90,75			
	0,38404	0,2	27,51	99,55			
	0,3122	0,3	43,85	122,44			

тура усложняется: происходит вырождение исходного вихря (уменьшение интенсивности и смещение в приосевую область) и возникновение при больших ξ двух новых с противовращением (фиг. 6 для $\theta = 27,5^\circ$). Дальнейший рост (фиг. 7 для $\theta = 43,85^\circ$) приводит к полному исчезновению этого приосевого вихря и слиянию оставшихся.

Такова довольно сложная структура завихренности, возникающая в плоской струе, возмущенной кроссингом волн Толлмина — Шлихтинга. Продольная составляющая скорости вторичного течения $U(\xi, z)$, полученная по (2.1а), в дальнейшем для удобства сравнения с ламинарным

распределением представлена в виде $\langle U(\xi) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T U(\xi, \zeta) d\zeta$.

Интегрирование проведено по приближенной формуле Симпсона. Результаты по деформации течения даны в виде дефекта скорости $\Delta \langle U(\xi) \rangle = \langle U(\xi) \rangle - U_0$. Перераспределение количества движения происходит из приосевой области (малые ξ) в область внешнего поля (большие ξ). В $\xi = 0$, где $U_0 = 1$, дефект скорости максимален по величине. Для больших ξ , где $U_0 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$, деформация может достигать 50% от величины ламинарного распределения, но ввиду малости U нет уверенности, что она определяется физикой процесса, а не погрешностями счета (в частности, граничным условием в ξ_R). Оказалось, что деформация увеличивается с ростом чисел Рейнольдса, углов θ и интенсивностей k . Типичный вид искажения профиля осредненного течения (дефект скорости) представлен на фиг. 8 для точки 3 ($\theta \sim 35^\circ$) $k = 0,02$ и $0,05$ (линии 1, 2



Фиг. 8

соответственно). Качественно картина подобна этой и для других R. Суммируя результаты для последовательного ряда чисел R в порядке возрастания, получаем картину качественного изменения среднего течения, соответствующую экспериментально наблюдаемой. Она характеризуется выполаживанием профиля скорости $\langle U(\xi) \rangle$ с ростом R. Степень «пульсационности» такого

Таблица 2

		R=10,14		R=19,45		R=40,866	
θ	κ	6,5°	34,8°	6,5°	34,7°	6,43°	34,8°
0,02		0,363213 -0,0069i	0,355091 -0,0069i	0,464052 +0,0004i	0,46555 -0,002i	0,55566 -0,0013i	0,56248 -0,0034i
0,05		0,34747 -0,004i	0,35287 -0,0043i	0,47199 -0,0027i	0,48372 -0,0074i		

течения $\varepsilon_{\Pi} = [(\langle u'^2 \rangle + \langle (v' + V)^2 \rangle + \langle (w' + W)^2 \rangle)]^{1/2}$, которая по своей сути та же, что и степень турбулентности ε_T , приблизительно равна выбранной степени интенсивности возмущений κ .

В рамках линейной теории проведено исследование устойчивости полученного осредненного течения $\langle U(\xi) \rangle$. Результаты сведены в табл. 2, исходные собственные значения $C = C_r + iC_i$ указаны в табл. 1. Оказалось, что течение в результате деформации становится более устойчивым по сравнению с исходным, что согласуется с данными [7] по исследованию устойчивости автоколебательных режимов и экспериментальными данными. Уравнение (2.1а) для осредненного течения в предположении, что продольный вихрь отсутствует, а в напряжениях Рейнольдса \bar{i}_i сохранен только член $\kappa^2 \langle uw \rangle_{\xi}$, определяющий плоское взаимодействие, приводится к виду, исследованному в [7]. Оказалось, что для малых чисел Рейнольдса (точки 1, 2), деформация среднего течения определяется чисто плоским взаимодействием, интенсивность вихря столь мала, что он практически не вносит никакого вклада в перераспределение энергии. С ростом R начинает сказываться влияние трехмерной волны, которая усиливает действие плоской. Для точки 3 это воздействие оценивается приблизительно в 1–2%, а для точки 4 достигает уже 10%. Именно с этих чисел Рейнольдса и должна сказываться природа волн возмущения.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для пограничного слоя без твердых границ (плоской струи Бикли — Шлихтинга), который в рамках линейной теории устойчивости является невязко неустойчивым, трехмерность возмущений может играть роль только в области достаточно высоких чисел Рейнольдса ($R \sim 40$); для чисел же Рейнольдса, лежащих вблизи экспериментально найденных R перехода, основные особенности возмущенного течения описываются плоским взаимодействием, что принципиально отличает данное течение от пограничного слоя на твердой поверхности.

Поступила 26 VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
2. Tatsumi T., Kakutani T. The stability of a two-dimensional laminar jet. — J. Fluid Mech., 1958, vol. 4, p. 3.
3. Сопруненко И. П. Устойчивость струйных течений. — Изв. АН СССР. Механика, 1965, № 4.
4. Ko S-H., Lessen M. Viscous instability of an incompressible full jet. — J. Fluid Mech. 1969, vol. 12, p. 11.
5. Терехова Н. М. Гидродинамическая устойчивость плоскопараллельной струи. — Изв. СО АН СССР. Сер. тех. наук, 1974, № 3, вып. 1.
6. Варапаев В. Н., Шгемлер Ю. М., Ягодкин В. И. О влиянии непараллельности на устойчивость струи Бикли — Шлихтинга. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 6.
7. Лихачев О. А., Правдина М. X. Модельные автоколебания в плоской струе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.
8. Sato H. The stability and transition of a two-dimensional jet. — J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, p. 1.
9. Sato H., Sakao F. An experimental investigation of the instability of a two-dimensional jet at low Reynolds numbers. — J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, p. 2.

10. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Вторичные течения в неустойчивом пограничном слое.— ПМТФ, 1981, № 4.
11. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. Новосибирск: Наука, 1977.
12. Antar B. N., Collins F. D. Numerical calculation of finite amplitude effects in instability laminar boundary layers.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, p. 3.
13. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М.: Наука, 1973.

УДК 533,601.1 : 534.202.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗА ЩЕЛЕВЫМ И КЛИНОВИДНЫМ СОПЛАМИ НА УДАРНОЙ ТРУБЕ

*В. В. Голуб, В. В. Григорьев, Ю. И. Гринь,
С. Н. Исаков, И. М. Набоко, Р. Л. Петров,
В. Г. Тестов*

(Москва)

В последние годы широкое распространение получили исследования на ударных трубах, направленные на поиски путей повышения эффективности газодинамических лазеров, в которых, как правило, используются плоские звуковые и сверхзвуковые сопла для формирования струи, истекающей в свободное пространство или в канал. Опубликованные экспериментальные исследования в основном посвящены измерению квантовых характеристик ГДЛ (коэффициента усиления, мощности генерации). В то же время газодинамические исследования малочисленны и касаются главным образом определения волновой структуры струйного течения, хотя релаксация колебательной энергии определяется распределением газодинамических параметров в потоке: скорости, температуры, давления и плотности. При расчете характеристик газодинамических лазеров обычно предполагают, что течение в струе установившееся, одномерное.

Однако экспериментальные исследования и расчеты [1—5] струйных течений выявили ряд существенных особенностей волновой структуры и распределения параметров в струе. Было показано, что течение за срезом сопла может иметь достаточно сложную пространственную структуру, которая влияет на характеристики лазерного излучения. В частности, неоднородность потока приводит к фазовым неоднородностям в лазерном луче, что особенно важно учитывать при работе в режиме усиления мощности.

Кроме того, в экспериментах с соплами на ударной трубе необходимо иметь в виду, что квазистационарному истечению предшествует процесс установления течения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований в пространственных и плоских струях на ударных трубах в условиях, аналогичных тем, в которых проводились исследования лазерных свойств [7, 8] газовых потоков: времени установления поля плотности и геометрии течения, пространственных характеристик распределения плотности.

Измерения проводились на ударных трубах с размерами поперечного сечения каналов низкого давления 40×40 и 35×70 мм², в торце которых устанавливались плоские звуковые сопла в виде щелей с размерами сечений $h \times a$, равными $1,5 \times 40$ и $2,5 \times 70$ мм² ($a/h = 27$ и $28,5$) или плоские клиновидные сверхзвуковые сопла с углом раствора 30° и отношением площадей $A_a/A^* = 15$ при высоте $h = 1,3$ мм.

При исследованиях пространственной струи со звуковым соплом на ударной трубе квадратного сечения камера низкого давления и барокамера наполнялись азотом. Начальное давление p_1 составляло 36 гПа, число M_1 падающей ударной волны изменялось в пределах $M_1 = 2,5—3,5$, а коэффициент нерасчетности $n = p_a/p_\infty = 16—42$. В случае работы с клиновидным соплом нерасчетность изменялась в пределах $15—70$.

Измерения на прямоугольной ударной трубе для звукового сопла с размерами $a/h = 28,5$ осуществлялись без сопловой диафрагмы при начальном давлении воздуха в камере низкого давления и барокамере $p_1 = 133$ гПа и значениях нерасчетности $n = 7,9$ ($M_1 = 2,0$) и $n = 12,8$ ($M_1 = 2,2$). При числе Маха падающей ударной волны $M_1 = 1,9$, $p_\infty = 1,33$; 13,3; 26,6; 53,2 гПа и $p_1 = 0,1$ МПа реализовывались следующие параметры: перед соплом $p_5 = 1,9$ МПа, $\rho_5 = 6,43$ кг/м³, а на срезе сопла $M_a = 4,35$, $p_a = 53,7$ гПа, $\rho_a = 0,1286$ кг/м³. Измеренное время су-