

- an acoustic resonance condition).— Нихон кикай гаккай ромбунсю, Trans. Jap. Soc. Mech. Engng, 1984, В 50, N 450.
4. Столяров Е. П. Возбуждение звука малыми возмущениями энтропии и завихренности пространственно неоднородных течений сжимаемого идеального газа.— В кн.: Акустика турбулентных потоков. М.: Наука, 1983.
 5. Сухинин С. В. Обоснование модели колебаний газа, обтекающего решетку пластин.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1982, вып. 56.
 6. Измайлов Р. А., Евланников В. Л., Селезнев К. П. Исследование нестационарных процессов в ступенях центробежных компрессорных машин с лопаточными диффузорами.— Тр. ЛПИ, 1972, № 323.
 7. Измайлов Р. А. Разработка и применение информационно-вычислительного комплекса для исследования нестационарных течений в центробежных компрессорах.— Тр. ЛПИ, 1980, № 370.
 8. Галеркин Ю. Б., Рекстин Ф. С. Методы исследования центробежных компрессорных машин.— Л.: Машиностроение, 1969.
 9. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.— М.: Сов. радио, 1966.
 10. Окулов В. Л. Собственные акустические колебания около круговых решеток тонких пластин.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1984, вып. 66.
 11. Окулов В. Л. Собственные колебания газа, обтекающего круговую решетку тонких профилей.— В кн.: Аэроупругость турбомашин. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1984.
 12. Курзин В. Б. О затухающих собственных колебаниях газа, обтекающего решетку пластин.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5.

Поступила 3/1 1986 г.

УДК 532.517

О МЕХАНИЗМЕ АКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ СУБГАРМОНИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

М. Б. Зельман, И. И. Масленникова

(Новосибирск)

Переход к турбулентности в пограничных слоях возникает в результате усиления синусоидальных возмущений. В настоящее время известны два типа перехода: *K*-переход осуществляется через формирование и разрушение интенсивной волны и характеризуется возбуждением высокочастотной части спектра, *C*-переход имеет место при более низком уровне начальных возмущений и сопровождается усилением низкочастотных пространственных пульсаций [1]. Поведение пограничного слоя в этом случае может быть объяснено резонансным взаимодействием волновых возмущений [2—6]. Апробация моделей нуждается в дальнейшем сопоставлении с данными экспериментов.

Изучение механизмов перехода имеет важное значение для разработки методов его контроля. Обычно такой контроль осуществлялся изменением среднего профиля скорости и условий на границе потока. В последнее время приобретает значение способ активного управления, основанный на эффекте интерференции волн [7—9]. На начальном этапе перехода детектируется выделенная составляющая спектра, интенсивность которой регулируют введением вниз по потоку волны с заданными амплитудно-фазовыми характеристиками.

Эффективность метода, очевидно, зависит от типа перехода и условий возбуждения управляющего сигнала. Можно ожидать, что максимальное воздействие осуществимо при режиме *C*-перехода, где имеется участок квазилинейного развития выделенной волны [3, 4].

Такой режим реализован, в частности, в эксперименте [7]. В пограничном слое на пластине на разных расстояниях от передней кромки устанавливались две вибрирующие ленточки. Одна имитировала естественное возмущение, вызывающее переход, вторая *П*, расположенная ниже по потоку, играла управляющую роль. В спектре возмущений регистрировалось усиление субгармоник, что характерно для *C*-перехода.

В настоящей работе на основе представлений о резонансном взаимодействии волн Толлмина — Шлихтинга (ТШ) как механизме перехода проводится сопоставление с данными эксперимента [7] и анализируются условия эффективности интерференционного метода управления. Ведущий механизм *C*-перехода — резонансное взаимодействие выделенной двумерной волны ТШ с пространственными волнами в симметричных триадах. Изолированная триада представляет элементарную модель, позволяющую описать поведение основных компонент спектра возмущений [3, 4].

В рамках этой модели поле скоростей потока в экспериментах управления (ЭУ) можно представить безразмерной функцией тока

$$(1) \quad \Psi = \Psi_0 + \varepsilon \hat{B} e^{\gamma_1 t} \varphi_1(y, \text{Re}) e^{i\theta_1} + \varepsilon \hat{A} e^{\gamma t} \varphi(y, \text{Re}) (e^{i\theta_+} + e^{i\theta_-}) + o(\varepsilon^2),$$

где $\varepsilon \ll 1$; $\theta_{\pm} = \int \alpha_1 dx - \omega_1 t$; $\theta_{\pm} = \int \alpha dx - \frac{\omega_1}{2} t \pm \beta z$; Re — число Рейнольдса по толщине вытеснения; $\Psi_0(y, \text{Re})$ — профиль Блазиуса; $\varphi_j(y, \text{Re})$ и связь $\Omega_j(\alpha, \beta, \text{Re}) = \omega_j + i\gamma_j$ определяются решением задачи Орра — Зоммерфельда; комплексные амплитуды $B = \bar{B} \exp \gamma_1 t$, $A = \bar{A} \exp \{i \int (\alpha - \alpha_1/2) dx + \gamma t\}$ удовлетворяют системе [4]

$$(2) \quad \left(v_1 \frac{\partial}{\partial x} - \gamma_1 \right) B = S_1 A^2, \quad \left(v \frac{\partial}{\partial x} - \gamma - iv(\alpha - \alpha_1/2) \right) A = SBA^*,$$

$$A(x_0) = A_0, \quad B(x_0) = B_0, \quad A(x_1 - 0) = A_{10}, \quad B(x_1 - 0) = B_{10},$$

$$A_1 \equiv A(x_1) = A_{10} + A_2, \quad B_1 \equiv B(x_1) = B_{10} + B_2,$$

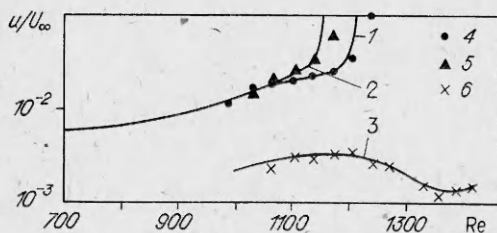
$$\arg B_2 - \arg B_{10} = \Delta, \quad \arg A_2 - \arg A_{10} = \Delta_1, \quad |A| = a, \quad |B| = b,$$

x_0 и x_1 отвечают сечениям установки вибраторов I и II в ЭУ. При этом предполагается, что второй вибратор не меняет спектр и пространственную структуру волновых возмущений. Управляющее воздействие сводится к изменению их амплитуд.

Прямое сравнение с результатами измерений [7] показано на рис. 1. Кривые 1—3 представляют продольную компоненту скорости $u = \tilde{b}\tilde{u}(x)$ ($\tilde{u} = \max u(x, y)$ по y) при раздельной работе ленточек I, II и результат их совместной работы соответственно; 4—6 — экспериментальные точки из [7].

Характерной особенностью, наблюдаемой в автономных режимах, является резкий рост интенсивностей. Причем генератор I, расположенный выше по потоку, чем II, приводит к такому росту при больших значениях Re . В [7] указывалось на невозможность полного «уничтожения» волн в ЭУ.

Перечисленные особенности могут быть объяснены в рамках выбранной модели. Поведение амплитуд в автономных режимах типично для резонансных взаимодействий, наблюдаемых в S -переходе [1, 2, 4]. Опережающий рост возмущения от генератора II можно объяснить более высоким начальным уровнем субгармоник в $x = x_1$. (В отличие от сечения x_0 , в окрестности которого такие волны интенсивно затухают, окрестность x_1 оказывается областью неустойчивости. Это облегчает их возбуждение и расширяет спектр по α , что эквивалентно росту начальных интенсивностей [4].) Расчетные кривые 1, 2 иллюстрируют близкое согласование с экспериментом при $a_0 \approx 5 \cdot 10^{-6}$ и $a_1(x_1) \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Величина $\theta = \arctg(\beta/\alpha) \approx 50^\circ$ выбиралась из условия максимально эффективного резонанса в триаде; начальные интенсивности субгармоник определялись по интенсивностям и скорости нарастания двумерных волн, известных из эксперимента [7]. Найденные параметры сохранялись при расчете режима ЭУ. Соответствующая кривая 3 практически совпадает с измерениями при $a_0 = 5 \cdot 10^{-6}$, $a_1 = 1,8 \cdot 10^{-4}$, $b_0 = 6 \cdot 10^{-3}$, $b_1 = 2 \cdot 10^{-3}$. Частотный параметр отвечает экспериментальному $F = 110 \cdot 10^{-6}$. Суммарный эффект



Р и с. 1

работы двух генераторов зависит от степени когерентности возбуждаемых волн. Отсутствие ее из-за неоднородностей и инерционности ленточек представляется основной причиной «неуничтожимости» вводимых колебаний, невозможности точного задания $b_{10} = b_2$, $\Delta = \pi$. В расчетах совпадение с экспериментальным значением b_1 обнару-

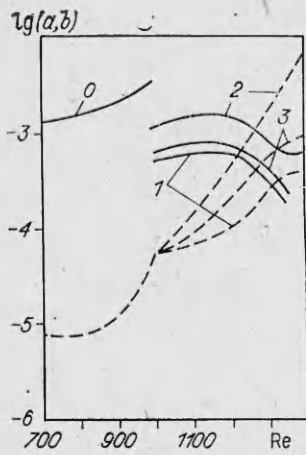


Рис. 2

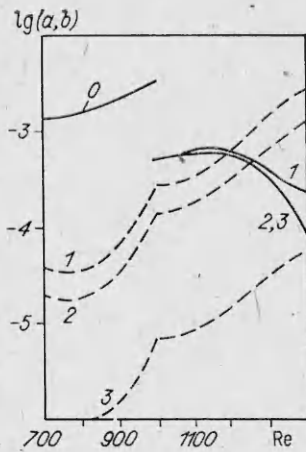


Рис. 3

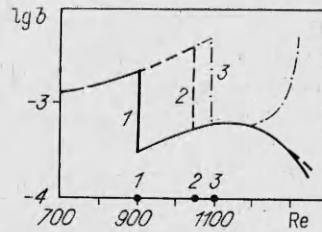


Рис. 4

живается при $b_{10} = b_2$, $\Delta = 0,96 \pi$. Некоторое уменьшение $a_1(x_1)$ также представляется следствием $\Delta_1 \approx \pi$. Характерное нарастание интенсивности (кривая 3) при $Re \geq 1350$ объясняется накачкой двумерной волны в поле интенсивных пространственных субгармоник.

Обратимся к анализу эффективности метода управления в зависимости от параметров вибраторов и уровня фоновых возмущений. Управляющий вибратор II будем предполагать идеальным ($A_2 = 0$), а значения $\theta = 50^\circ$ и $F = 11 \cdot 10^{-5}$ — фиксированными (вариации θ и F в широком диапазоне мало сказываются на характере эволюции колебаний [3]).

Степень подавления возмущения существенно зависит даже от малых рассогласований $b_{10} - b_2 \neq 0$, $\Delta \neq n\pi$, $n = \pm 1, +3 \dots$. На рис. 2 показано поведение $b(x)$ (сплошные линии) и амплитуды субгармоник $a(x)$ (штриховые) при $b_2 = b_{10}$, $b_{10}, 0,96 b_{10}$; $\Delta = 0,96 \pi, 0,9 \pi, 0,96 \pi$ (линии 1—3). На рис. 2, 3 кривая 0 — исходная двумерная волна.

В рассмотренных условиях на участке $x_0 \leq x \leq x_1$ реализуется параметрический режим усиления пространственных возмущений в поле линейной волны. Управляющее воздействие в $x = x_1$ приводит к падению ее интенсивности. В результате замедляется рост субгармоник, а эволюция возбужденной волны практически остается независимой. Переходный процесс затягивается.

Картина меняется, если в области $x \leq x_1$ интенсивности волн успевают выравниваться. Становятся существенными нелинейные эффекты — взрывное нарастание всех колебаний [3, 4]. Падение амплитуды двумерной волны (в x_1) не стабилизирует рост возмущений. Очевидно, что действенное управление возможно лишь на этапе, предшествующем нелинейному росту, и связано с положением точки x_1 и величиной a_0 .

Зависимость от начального уровня низкочастотных колебаний при фиксированных $x_1 - x_0$, b_0 , $b_{10} = b_2$, $\Delta = 0,96 \pi$, $A_2 = 0$ приведена на рис. 3. Субгармоники (штриховые линии 1—3) интенсивно нарастают. Нелинейное отклонение основной волны (сплошная линия 1) обнаруживается при взаимодействии с субгармоникой 1, которая в $x_0 \leq x \leq x_1$ достигает ее порядка. Меньшие a_0 (штриховые кривые 2, 3) практически не влияют на инкремент $B(x)$ (сплошные линии 2, 3). Отметим, что параметрическое усиление низкочастотной части спектра не прекращается, но заметно снижается.

При заданном типе вибраторов и уровне фона в x_0 можно указать $L = x_1 - x_0$, выше которого подавление неэффективно. На рис. 4 показана динамика интенсивности возбуждаемой частоты при различных положениях вибратора II (номер кривой соответствует номеру точки расположения вибратора на оси Re , $a(x_0) = 10^{-5}$, $b_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta = 0,96 \pi$). Видно, что размещение источника II при $Re \leq 1050$ существенно затяги-

вает переходный процесс. Положение этой точки определяет величину L . Оценку L можно получить явно из вида $A(x)$, $B(x)$ в области параметрического развития триады [10]:

$$\left| \frac{a(x_1)}{b(x_1)} \right| = \left| \frac{a(x_0)}{b(x_0)} \exp \left[\frac{b(x_0) v_1 S}{\gamma v} \exp \int_{x_0}^{x_1} \gamma_1 \frac{dx}{v_1} - \int_{x_0}^{x_1} \gamma_1 \frac{dx}{v_1} \right] \right| \approx \frac{1}{10}.$$

Определение L имеет практическое значение для управления переходом в пограничном слое. Следует, однако, подчеркнуть, что рассматриваемые условия соответствуют идеальным управляющим вибраторам, не влияющим на уровень субгармонических колебаний. В реальных условиях это, по-видимому, не так. Лента возбуждает спектр низкочастотных возмущений. Последние, сами взаимодействуя, могут обусловить переход. Исходя из этого, можно рекомендовать располагать управляющие устройства в области Re , в которой субгармонические колебания остаются устойчивыми.

Полученные результаты позволяют описать механизм ЭУ в рамках простой модели и подтверждают представление о резонансно-волновой природе начальной стадии S -перехода.

В заключение авторы выражают благодарность В. Я. Левченко за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое.— Новосибирск: Наука, 1982.
2. Герценштейн С. Я., Штемлер Ю. М. Нелинейное развитие возмущений в пограничных слоях и их устойчивость.— ДАН СССР, 1977, т. 234, № 6.
3. Зельман М. Б., Масленикова И. И. Об эффектах резонансных взаимодействий волновых возмущений в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 4.
4. Зельман М. Б., Масленикова И. И. О резонансном взаимодействии пространственных возмущений в пограничном слое.— ПМТФ, 1985, № 3.
5. Herbert T. Subharmonic three-dimensional disturbances in unstable plane shear flows. AIAA Paper N83-1759, 1983.
6. Штерн В. Н. О неустойчивости к трехмерным возмущениям.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5.
7. Thomas A. S. W. The control of boundary-layer transition using a wave-superposition principle.— J. Fluid Mech., 1983, v. 137.
8. Гилёв В. М., Козлов В. В. Влияние периодического вдува-отсоса на процесс перехода в пограничном слое. Препринт № 1.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1985.
9. Laurien E., Kleiser L. Numerical simulation of active transition control by wave superposition. DFVLR AVA-221-84 A14, 1984.
10. Володин А. Г., Зельман М. Б. Трехволновое резонансное взаимодействие возмущений в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5.

Поступила 28/X 1985 г.

УДК 532.526.013.4

О ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ К АКУСТИЧЕСКИМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

В. Н. Жигулев, А. В. Федоров

(Москва)

Известно, что в случае малых внешних возмущений лампнарно-турбулентный переход в пограничном слое обусловлен развитием неустойчивых собственных колебаний — волн Толлмина — Шлихтинга (ТШ) [1, 2]. Местоположение зоны перехода и характер развития переходного процесса существенно зависят от восприимчивости пограничного слоя к внешним возмущениям, т. е. от механизмов возбуждения волн ТШ фоновыми возмущениями. К типичным механизмам генерации волн неустойчивости относятся рассеяние акустических волн на пространственных неоднородностях течения, обусловленных неровностью обтекаемой поверхности или неоднородными граничными условиями (неравномерный нагрев стенки, локальный массообмен через проницаемую поверхность и т. п.).