

УДК 532.526.3-3

ОБРАЗОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУР ПРИ ПЕРЕХОДЕ К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

КОЗЛОВ В. В., ЛЕВЧЕНКО В. Я., САРИК В. С.

Изучение перехода ламинарного течения в турбулентное имеет почти столетнюю историю. Наиболее полные обзоры многочисленной литературы, описывающей экспериментальные исследования, даны в [1] и недавно в [2]. Современное состояние дел достаточно полно отражено в [3]. Однако число экспериментальных исследований нелинейных процессов, приводящих к переходу, довольно ограничено. Можно констатировать, что даже для простейших случаев плоского потока Пуазейля и пограничного слоя Блазиуса процесс разрушения ламинарного режима течения еще далеко не понят. Особенно это относится к процессу образования трехмерных структур из первоначально двумерных возмущений.

Вплоть до последних лет основным источником знаний о процессе перехода в пограничном слое являлись классические работы [4, 5]. Разрушение ламинарного режима течения в этих экспериментах характеризовалось внезапным появлением «шипов» на осциллограммах пульсаций на определенной стадии развития волнового движения. Шипы появлялись, если не считать случайных отклонений из-за некоторой непериодичности начальных данных, на каждом периоде основной волны Толлмина — Шлихтинга, локализованно в пространстве. Далее вниз по потоку шипы быстро множились количественно и превращались в турбулентные пятна, причем процесс разрушения ламинарного течения протекал очень быстро, можно сказать, катастрофически. Иными словами, процесс разрушения в экспериментах [4, 5] носил характер некоторой вторичной высокочастотной неустойчивости. Будем называть такой режим перехода *K*-переходом [3]. Такой режим реализовывался в целом ряде других исследований (например, [6-8] и др.).

Однако при попытке повторения опытов [4] было обнаружено, что процесс разрушения ламинарного течения может носить другой характер, совершенно отличный от *K*-режима [9]. В этих экспериментах разрушение происходило хотя почти так же быстро, «катастрофически», как и в [4, 5], но оно носило эволюционный характер, без шипов и турбулентных пятен, подобно переходу, наблюдаемому в свободных сдвиговых слоях [10, 11]. Характерной чертой экспериментов [9] являлась генерация субгармоники, т. е. возмущения с частотой, равной половине частоты основной волны Толлмина — Шлихтинга, а также целого пакета низкочастотных колебаний, и разрушение ламинарного режима происходило вследствие нелинейного взаимодействия низкочастотных возмущений с высшими гармониками основной волны, без каких-либо признаков вторичной высокочастотной неустойчивости.

Эксперименты [9] были продолжены с детальными трехмерными измерениями, включая фазовые измерения в [12]. Было найдено, что причиной генерации субгармоник и других низкочастотных возмущений является нелинейное резонансное взаимодействие основной плоской волны Толлмина — Шлихтинга с парой наклонных волн. В [12] утверждается полное соответствие экспериментальных результатов теоретической модели Крэйка [13, 14]. В то же время с помощью техники дымящейся проволоочки [17] для визуализации процесса перехода в [15, 16] было зафиксировано два описанных выше режима перехода по различию во взаимном расположении (в плоскости, параллельной стенке системы Λ -образных вихрей, образующихся при трехмерной деформации плоских волн Толлмина — Шлихтинга). В *K*-режиме вихри следовали друг за другом с периодом волны Толлмина — Шлихтинга и с некоторым фиксированным расстоянием между ними в трансверсальном направлении; в субгармоническом режиме, соответствующем экспериментам [9, 12], вихри были расположены в шахматном порядке. При этом расстояние между ними в трансверсальном направлении и их форма существенно отличались от наблюдаемых в *K*-режиме.

Прямое отношение к обсуждаемому вопросу имеют эксперименты [18, 19, 21]. В этих работах показано, что процесс перехода в плоском течении Пуазейля имеет тот же характер, что и в пограничном слое. В частности, в [29] была проведена визуализация процесса перехода с использованием метода дымящейся проволоочки

и обнаружена такая же последовательная система Λ -образных вихрей, которая характерна для K -режима в пограничном слое [15, 16]. При возбуждении в течении Пуазейля наряду с основной волной возмущения с половинной частотой [21], т. е. субгармоники, было зафиксировано шахматное расположение Λ -образных вихрей, по такой же формы и с таким же расстоянием между ними в трансверсальном направлении, как и в K -режиме. Такая же картина при некоторых условиях наблюдалась в пограничном слое [16].

Таким образом, зафиксировано два основных качественно различных режима перехода ламинарного течения в турбулентное и некоторый промежуточный режим, обладающий характерными чертами обоих. Эти режимы отражают различные пути преобразования двумерной волновой картины в трехмерную, что должно быть следствием начальных условий. Целью данного исследования является реализация этих режимов при последовательном изменении начальных данных, демонстрация возможности управления характером перехода, получение некоторых данных для испытания теоретических моделей возникновения трехмерности при переходе и дальнейших экспериментальных исследований механизмов перехода.

1. Методика эксперимента. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Вирджинского политехнического института и университета (ВПИ), имеющей степень турбулентности набегающего потока, равную 0,03% при скоростях потока менее 20 м/с. Рабочая часть имеет квадратное сечение $1,83 \times 1,83$ м, длина рабочей части 7,3 м. Пластина размерами $1,83 \times 4$ м устанавливалась в рабочей части вертикально. Передняя кромка с хордой 0,34 м имела эллиптический профиль с отношением полуосей 64 : 1.

Малые возмущения контролируемой частоты вводились в пограничный слой вибрирующей лентой толщиной 0,025 и шириной 2,5 мм, расположенной на расстоянии 0,310 мм от передней кромки пластины. Здесь и далее приводятся расстояния от эффективного начала пограничного слоя, найденного из измерений профилей средней скорости, которые в области малых возмущений совпадали с Блазиусовским распределением. Эффективное начало пограничного слоя находилось на расстоянии от передней кромки, равном 120 мм вниз по потоку. Постоянное магнитное поле создавалось двумя рядами электромагнитов, смонтированных на нерабочей стороне пластины. Для вибрации ленточки на нее подавался переменный ток фиксированной частоты и силы.

Визуализация потока проводилась методом дымящейся проволоочки [17]. Проволочка из нержавеющей стали диаметром 70 мкм располагалась на высоте 2 мм от пластины и расстоянии 0,860 мм вниз по потоку от носика пластины.

Измерения проводились термоанемометром фирмы «DISA» 55 D01 с линеаризатором 55D10. Данные обрабатывались на анализаторе спектра HP 5420A (DIGITAL SIGNAL ANALYSER) и микро-ЭВМ HP 3052 (AUTOMATIC DATA-ACQUISITION SYSTEM). Более подробное описание экспериментальной установки, а также экспериментальных данных приведено в [22].

2. Развитие возмущений конечной амплитуды при возбуждении одной волны. Первая серия экспериментов проводилась при скорости потока $u_\infty = 8$ м/с с возбуждением в пограничном слое возмущения (волны Толлмина — Шлихтинга) одной фиксированной частоты $f = 45,5$ Гц ($F = -2\pi f\nu/u_\infty = 81 \cdot 10^{-6}$, ν — кинематическая вязкость). Последовательным изменением начальной амплитуды волны Толлмина — Шлихтинга были реализованы все три упомянутых выше режима разрушения ламинарного пограничного слоя на стадии образования трехмерных структур из первоначально двумерного возмущения.

На фиг. 1, а приведена фотография вихревой структуры в режиме K -разрушения ламинарного течения. По оси абсцисс отложено расстояние от эффективного начала пограничного слоя. В левой части видны плоские волны Толлмина — Шлихтинга. Далее вниз по потоку имеет место их очень быстрое трехмерное искажение с образованием системы Λ -образных вихрей, следующих последовательно друг за другом с периодом волны Толлмина — Шлихтинга, с некоторым фиксированным рас-



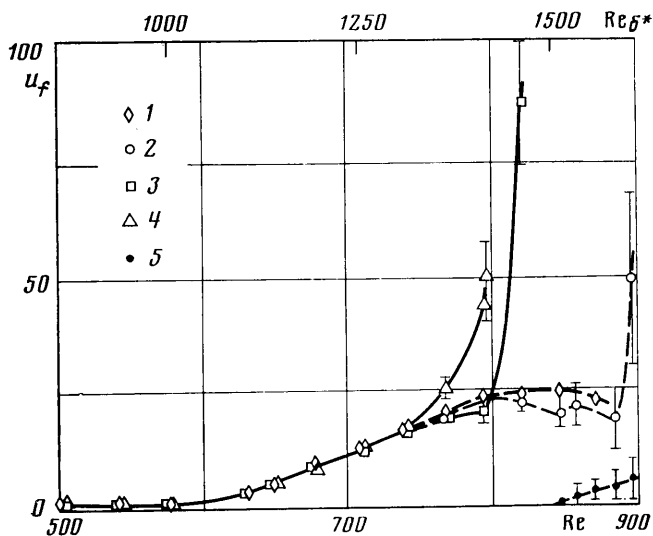
Фиг. 1

стоянием между ними в трансверсальном направлении. Картина полностью соответствует наблюдаемой в пограничном слое [15, 16] и в плоском течении Пуазейля [19].

Измерения показали, что типичный спектр, снятый в месте начала образования данных трехмерных структур, состоит исключительно из высших гармоник основной волны, что отражает наличие пигов на каждом периоде основной волны в соответствующих осциллограммах (см.

[2, с. 120]). Очевидно, *K*-режим характеризуется интенсивной гармонической активностью и субгармоника к моменту формирования трехмерных вихревых структур не успевает выделиться из общего фона возмущений, вводимых ленточкой и существующих в потоке. Нарастание основной волны для *K*-режима дано на фиг. 2 кривой 4. На этой фигуре приведены кривые нарастания основной волны и субгармоники $u_j = u_j'/u_0'$ при различных начальных амплитудах u_0' основной волны при $x=580$ мм. Точки 1–4 соответствуют значениям $u_0'/u_\infty = 0,028; 0,036; 0,06; 0,09\%$; точки 5 — амплитуде субгармоники при $u_0'/u_\infty = 0,036\%$.

Другой крайний случай — режим субгармонического разрушения — был реализован при существенно меньшей начальной амплитуде волны Толлмина — Шлихтинга, чем для *K*-режима (см. фиг. 2, точки 2). Так как амплитуды



Фиг. 2

литуды всех возмущений вначале малы, все они развиваются на начальном этапе в соответствии с линейной теорией. Когда же основная волна усиливается до такой степени, что заметным образом разыгрываются нелинейные процессы, очень сильное резонансное взаимодействие основной волны с парой субгармонических волн [12, 15] оказывается доминирующим, вследствие чего наблюдается преимущественный рост низких частот и, в частности, субгармоники. Фигура 2 демонстрирует очень быстрый рост основной волны для этого случая при ее нелинейном взаимодействии с субгармоникой (точки 2 и 5). Анализ снятых спектрограмм показал, что начиная с $x=1780$ мм низкочастотный пакет волн с центральной частотой, соответствующей субгармонике, очень быстро обгоняет в своем росте высокочастотные пульсации, в частности вторую гармонику основной волны. Спектрограммы показали также, что субгармоника возбуждалась лишь при наличии выделенной основной волны.

Субгармонический режим подробно исследован термоанемометрически в [12]. Доминирующая роль субгармонической активности возмущений приводит к специфической картине расположения Λ -образных вихрей, приведенной на фиг. 1, в. Вихри здесь расположены в шахматном порядке, причем расстояние между ними в трансверсальном направлении отличается от соответствующего расстояния в *K*-режиме, различаются и формы Λ -образных вихрей в этих режимах. Аналогичная картина была ранее получена в [15, 16]. Таким образом, наблюдаются два качественно различных режима формирования трехмерных структур в пограничном слое

из первоначально плоского волнового поля. Они совершенно четко разделяются как при визуализации течения в пограничном слое, так и путем термоанемометрических измерений.

Картина течения при начальной амплитуде основной волны Толлмина — Шлихтинга, имеющей промежуточное значение между значениями амплитуд (фиг. 2, точки 3), соответствующих K - и субгармоническому режиму, приведена на фиг. 1, б. Вихри расположены в шахматном порядке, но их форма и расстояние между ними в трансверсальном направлении в отличие от субгармонического режима такие же, как и в K -режиме. Из фотографии ясно, что в общем спектре возмущений должна присутствовать субгармоника и она должна играть существенную роль в формировании трехмерной структуры течения. Это ясно, в частности, из того, что расстояние между пиками подковообразных вихрей равно удвоенной длине основной волны. Однако снятый амплитудный спектр возмущения фактически соответствовал K -режиму с выделенными высшими гармониками, и никакой заметной субгармоники в спектре не наблюдалось.

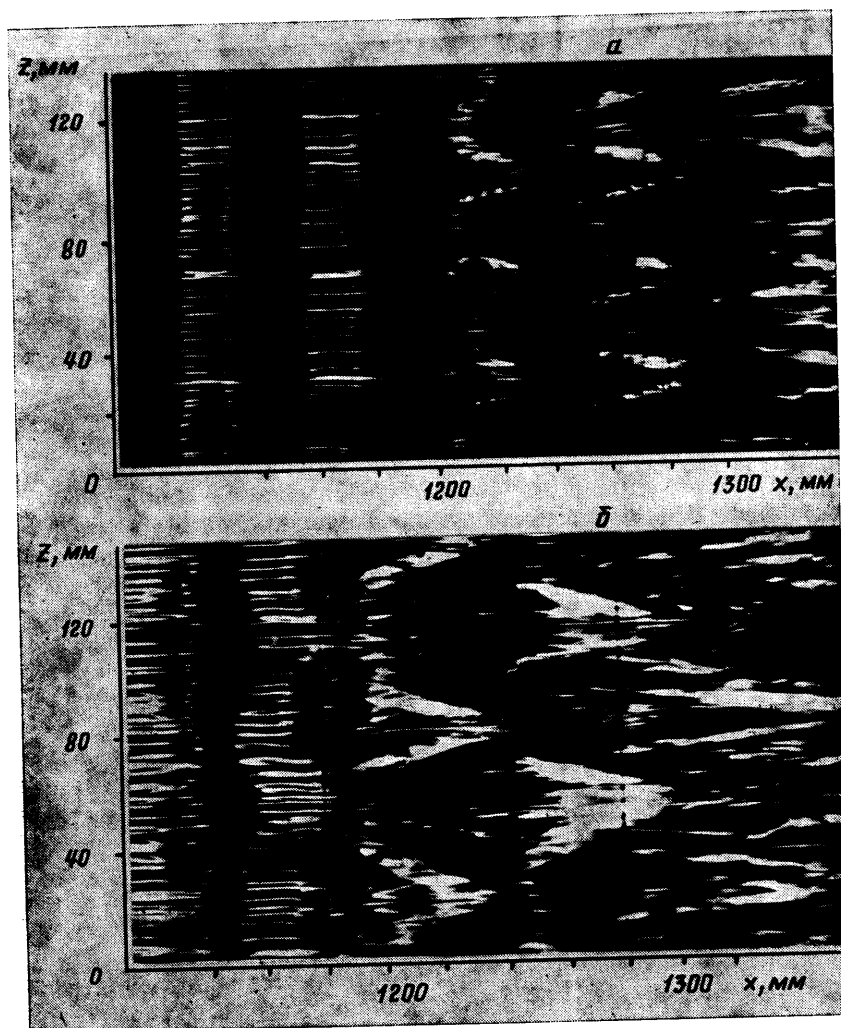
Причина кажущегося разногласия заключается, как это было видно по показаниям приборов, в существенной нестационарности поля течения в области развития и существования трехмерных структур в этом случае, в частности в их колебании в целом в трансверсальном направлении с частотой $\sim 0,1$ Гц. Фотография, снятая с выдержкой $1/1000$ с, фиксирует практически мгновенную картину в определенный момент времени. Спектры представляли собой осреднение по 40 реализациям за время, примерно равное 10 с, т. е. за время полного колебания в трансверсальном направлении. Очевидно, в этом направлении вклад от субгармоники в среднем мал по сравнению с вкладом от энергонасыщенных гармоник. Иными словами, в данном случае K -режим почти успел развиться. Однако какой-то сильный, очевидно, трехмерный механизм возбудил и субгармонику, которая хотя в среднем и не велика, но успевает на один период основной волны сдвинуть вихревую структуру в трансверсальном направлении ровно на половину расстояния между вихрями. Основываясь на работах [12, 15], можно предположить, что таким механизмом является нелинейное резонансное взаимодействие триплета волн.

В общем следует ожидать любое промежуточное состояние между K -режимом и субгармоническим по форме вихрей и их взаимному расположению. Но следует отметить, что данный режим характерен для плоского течения Пуазейля. При возбуждении основной волны и субгармоники в потоке Пуазейля в докритической области никаких других состояний не наблюдалось в достаточно широком диапазоне изменения параметров [21]. Итак, этот промежуточный, но вполне определенный режим трехмерного разрушения ламинарного течения при возбуждении одной плоской волны можно обнаружить лишь путем визуализации, но никак нельзя отличить в данных условиях от K -режима термоанемометрическим путем обычного спектрального анализа. Поэтому для выявления его природы необходимо создать контролируемые условия, что явилось, в частности, предметом следующей серии экспериментов.

3. Исследование развития возмущений при переходе к турбулентности с наложенной субгармоникой. В предыдущей серии экспериментов переход от одной характерной картины расположения Λ -образных вихрей к другой осуществлялся изменением начальной амплитуды основной волны. В данной серии экспериментов такая перестройка осуществлялась возбуждением в пограничном слое наряду с основной волной также и относительно малой субгармоники. Возбуждение обеих волн производилось одной и той же ленточкой. Вначале возбуждалась лишь основная волна с частотой $f = 64,2$ Гц ($F = 106 \cdot 10^{-6}$) с такой начальной амплитудой, чтобы реализовался устойчивый K -режим перехода. Затем на ленточку подавался сигнал с частотой субгармоники $f/2 = 32$ Гц ($F = 53 \cdot 10^{-6}$) с различными амплитудами и с изменением фазы относительно фазы основной волны. Вместо ге-

нератора частот использовался компьютер, который на выходе по заданной программе генерировал дискретно (37 точек на период) синусоидальные сигналы основной и субгармонической частот. Относительные значения амплитуд и фаз сигналов задавались на входе в компьютер. С компьютера оба сигнала через усилители, которые сглаживали сигнал, и смеситель сигналов подавались на ленточку. Эксперименты проводились при скорости потока $u_\infty = 7,5$ м/с.

Фигура 3, а представляет фотографию развития вихревых структур в К-режиме при возбуждении лишь основной волны с минимальной ампли-



Фиг. 3

тудой, обеспечивающей реализацию этого режима. Как показали измерения, спектр типичен для этого типа разрушения и состоит главным образом из набора высших гармоник основной волны. При подаче на ленточку дополнительно субгармоники малой амплитуды ($u'/u_\infty \approx 0,15\%$) в спектре вниз по потоку наблюдалось существенное ее увеличение и возбуждение ее высших гармоник, которые имеют тот же порядок, что и соответствующие высшие гармоники основной волны. Спектр был качественно подобен спектру в случае К-режима и состоял из набора высших гармоник субгармонической волны, что свидетельствует о существовании синхронизма

выделенных составляющих в месте измерений, однако вихревая структура течения в этом случае совершенно другая.

Фотография картины течения для этого случая представлена на фиг. 3, б. Видно изменение формы Λ -образных вихрей в K -режиме, как показали специальные опыты, она не зависит от частоты. Взаимное расположение вихрей — шахматное. Таким образом, возбуждением в пограничном слое наряду с основной волной относительно небольшой субгармоники возможно осуществление качественной перестройки характера разрушения ламинарного течения от K -режима к субгармоническому.

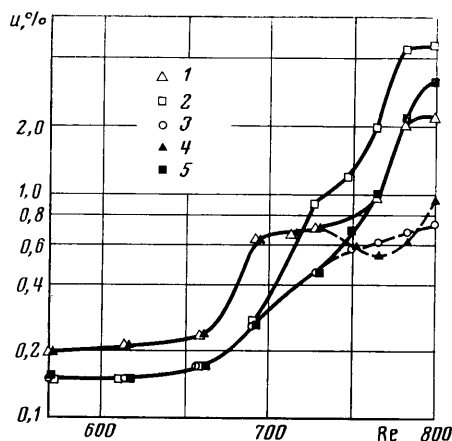
Результаты измерения интенсивности возбуждения субгармоники в пограничном слое в зависимости от заданного соотношения фаз сигналов колебаний на основной и субгармонической частотах в компьютере и соответственно на ленточке, проведенные вверх по потоку от области формирования вихревых структур, указывают на резонансный характер процесса возбуждения субгармоники. При изменении начальных соотношений фаз основной и субгармонических волн от 0 до 2π амплитуда субгармоники менялась примерно в 3 раза с максимумами в точках 0, π , 2π и минимумами в точках $\pi/2$, $3\pi/2$. Примечательно, что амплитуда основной волны в месте измерений оставалась неизменной при смене соотношения фаз, т. е. результаты измерений указали на то, что процесс возбуждения субгармоники имеет характер параметрического резонанса.

Кривые нарастания субгармоники и основной волны, измеренные по линии, равной средней скорости $u/u_\infty \approx 0,4$, при одинаковых начальных амплитудах, но разных начальных фазах субгармоники по отношению к основной волне, представлены на фиг. 4. По оси абсцисс отложена амплитуда возмущений $u = u'/u_\infty$, отнесенная к скорости набегающего потока, в процентах, 1, 4 — амплитуда основной волны, 2, 5 — амплитуда субгармоники при $\varphi = 0$ и 90° соответственно. Точки кривой 3 на этой фигуре получены при возбуждении колебаний на частоте субгармоники в отсутствие основной волны, т. е. представляют собой развитие линейной волны Толлмина — Шлихтинга. При наличии основной волны происходит отклонение кривых нарастания субгармоник от линейного закона, причем начало отклонения, т. е. проявление нелинейных эффектов, зависит от соотношения фаз основной волны и субгармоники.

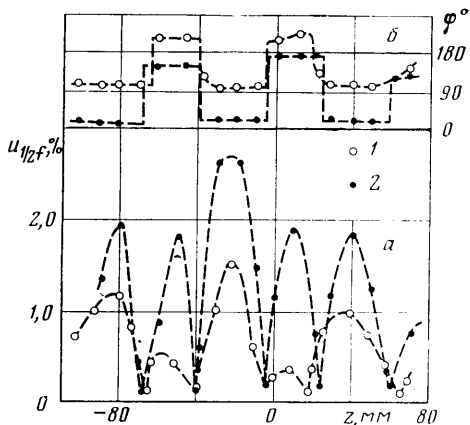
Следует отметить следующие факты. Заметное проявление нелинейных эффектов (усиление субгармоники) имеет место при относительно небольших значениях амплитуд основной волны $\sim 0,4\%$, т. е. когда основная волна находится в стадии линейного развития. Возбуждение субгармоники может происходить или в области линейного нарастания основной волны (для $\varphi = 0$ — в окрестности второй ветви нейтральной кривой), или в области ее затухания ($\varphi = \pi/2$). В случае $\varphi = 0$ при сравнении амплитуд субгармоники 2 и основной волны развитие основной волны также отклоняется от линейного закона. В случае $\varphi = \pi/2$ при возбуждении и интенсивном нарастании субгармоники основная волна продолжает затухать, пока амплитуда субгармоники не достигнет достаточно больших значений.

Такое поведение основной волны и субгармоники согласуется с результатами расчетов нелинейного резонансного взаимодействия волн в пространственном триплете [14]. Фигура 5 демонстрирует интенсивное развитие именно пары наклонных волн с субгармонической частотой. Здесь представлены распределения амплитуд $u_{y,z} = u'_{y,z}/u_\infty$ и фаз φ субгармоники в трансверсальном направлении, измеренные по линии равной скорости $u/u_\infty \approx 0,4$ при двух значениях продольной координаты (1 — $Re = \sqrt{Re_x} = 751$ ($x = 1130$ мм), 2 — $Re = 768$ ($x = 1180$ мм)). Периодичность по z и скачки фаз на 180° характеризуют присутствие двух наклонных волн, распространяющихся симметрично относительно направления потока. Данные по измерению амплитуд при $Re = 751$ (точки 1) указывают

на присутствие в потоке достаточно интенсивной плоской субгармоники (возбуждаемой ленточкой), суперпозиция которой с наклонными дает характерное распределение амплитуд и фаз. Всего через 50 мм, т. е. на расстоянии, примерно равном одной длине основной волны, доминируют пространственные субгармонические волны (точки 2). Определяя характерный масштаб λ_z периодичности в трансверсальном направлении z из фиг. 5 или 3, 6 и длину волны Толлмина — Шлихтинга λ_z в данном режи-



Фиг. 4



Фиг. 5

ме из фиг. 3, а, можно оценить угол распространения пространственной субгармонической волны $\theta = \text{arctg}(2\lambda_z)$. Он равен примерно 59° , что неплохо согласуется с результатами экспериментов [12], где угол был определен равным $63-64^\circ$.

4. Заключение. Путем визуализации картины течения в сочетании с термоанемометрическими измерениями проведено исследование области формирования и развития трехмерных вихревых структур при переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный. В зависимости от амплитуды начальной волны имеют место качественно различные режимы перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный. При малых значениях амплитуды реализуется субгармонический режим перехода к турбулентности. При больших амплитудах волн реализуется К-режим разрушения. Эти режимы различаются спектральным составом возмущений и характером трехмерности в области перехода. При средних амплитудах имеется возможность существования промежуточных состояний.

Введением малой субгармонической добавки можно моделировать субгармонический и промежуточный режимы перехода. В контролируемых условиях зафиксировано соответствие конкретных визуальных картин области существования трехмерных вихревых структур различным режимам перехода. Показана существенная зависимость интенсивности возбуждения субгармоники от начального фазового соотношения между субгармоникой и основной волной. Подтвержден факт возбуждения субгармоники как результата нелинейного резонансного взаимодействия пространственного триплета волн. Получены дополнительные данные, характеризующие этот процесс.

Авторы выражают благодарность [Н. Н. Яненко], П. Торгерсену и Д. Фредерику за поддержку работы, Т. Херберту за полезные обсуждения.

Работа выполнена во время пребывания двух первых авторов в ВПИ в ноябре — декабре 1982 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Morkovin M. V.* Critical evaluation of transition from laminar to turbulent shear layers with emphasis on hypersonically traveling bodies. AFFDL TR 68-149, 1968.
2. *Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я.* Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
3. Laminar-turbulent transition: Symp. Stuttgart, Germany, 1979. (Int. union of theoret. and appl. mech.), Berlin etc.: Springer-Verlag, 1980. 432 p.
4. *Klebanoff P. S., Tidstrom K. D.* Evolution of amplified waves leading to transition in a boundary layer with zero pressure gradient.— NASA TN, 1959, № D-195.
5. *Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M.* The three-dimensional nature of boundary-layer instability.— J. Fluid Mech., 1962, v. 12, № 1, p. 1—34.
6. *Kovasznaý L. S. G., Komoda H., Vasudeva B. R.* Detailed flow field in transition.— Proc. 1962, Heat Transfer and Fluid Mech., Institute. Stanford, Calif., Stanford Univ. Press, 1962, p. 1—26.
7. *Knapp C. F., Roache P. J., Mueller T. I.* A combined visual and hot-wire anemometer investigation of boundary layer transition. Univ. of Notre-Dame, Dept. of Aero-Space Engineering, UNDAS-TR-866CK, Aug. 1966.
8. *Hama F. R.* Stréaklines in a perturbed shear flow.— Phys. Fluids, 1962, v. 5, № 6, J., p. 644—650.
9. *Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я.* Нелинейное развитие волны в пограничном слое.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 3, с. 49—58.
10. *Miksad R. W.* Experiments on the nonlinear stages of freeshear-layer transition.— J. Fluid Mech., 1972, v. 56, № 4, p. 695—719.
11. *Miksad R. W.* Experiments on nonlinear interactions in the transition of a free shear layer.— J. Fluid Mech., 1973, v. 59, № 1, p. 1—21.
12. *Качанов Ю. С., Левченко В. Я.* Резонансное взаимодействие возмущений при переходе к турбулентности в пограничном слое. Препринт № 10-82, 1982.
13. *Craik A. D. D.* Non-linear resonant instability in boundary layers.— J. Fluid Mech., 1971, v. 50, №2, p. 393—413.
14. *Володин А. Г., Зельман М. Б.* Трехволновое резонансное взаимодействие возмущений в пограничном слое — Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, № 5, с. 78—84.
15. *Saric W. S., Carter J. D., Reynolds G. A.* Computation and visualisation of unstable-wave streaklines in a boundary layer.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 26, p. 1252.
16. *Thomas A. S. W., Saric W. S.* Harmonic and subharmonic waves during boundary — layer transition.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 26, p. 1252.
17. *Coorke T., Koda D., Drubka R., Nagib H.* A new technique for introducing controlled sheets of smoke streaklines in wind tunnels.— In: Proc. Int. Corg. Instrum. Aerosp. Simul. Facil. IEEE Publication 77 CH 1251-8, AES, 1974, p. 74—80.
18. *Nishioka M., Iida S., Ichikawa Y.* An experimental investigation of the stability of plane Poiseuille flow.— J. Fluid Mech. 1975, v. 72, N 4, p. 731—751.
19. *Козлов В. В., Рамазанов М. П.* Развитие возмущений конечной амплитуды в течении Пуазейля.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1983, № 1. с. 43—47.
20. *Зельман М. Б., Масленникова И. И.* Резонансное возбуждение пространственных возмущений в пограничном слое.— В кн.: Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. Новосибирск: СССР, 1982, с. 5—15. (Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР).
21. *Козлов В. В., Рамазанов М. П.* Образование трехмерных структур в течении Пуазейля при резонансном взаимодействии. Препринт, № 11, 1983.
22. *Козлов В. В., Левченко В. Я., Сарик В. С.* Образование трехмерных структур при переходе в пограничном слое. Препринт № 10-83, 1983. Новосибирск, 1983, 34 с.

Новосибирск,
Блакксбург (США)

Поступила в редакцию
28.XI.1983