

УДК 532.526

РОЛЬ ПРОДОЛЬНЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ И СТРУЯХ (ОБЗОР)

В. В. Козлов, Г. Р. Грек, Л. Л. Лефдаль*,
В. Г. Чернорай*, М. В. Литвиненко*

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

* Чалмерсовский технологический университет, S-412 96 Гетеборг, Швеция

Представлены результаты анализа особенностей ламинарно-турбулентного перехода в различных сдвиговых течениях при дозвуковых скоростях, вызванных продольными локализованными стационарными и нестационарными структурами. Рассмотрен один из механизмов турбулизации течений, обусловленный возникновением и развитием вторичных высокочастотных возмущений в областях неустойчивости течения, создаваемых его модуляцией продольными структурами. Показано, что этот процесс одинаков как в различных видах сдвиговых течений (пограничный слой, струя), так и в течениях типа продольных локализованных структур (стационарных и нестационарных).

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес исследователей вызывают стационарные и нестационарные продольные локализованные возмущения, что обусловлено важностью их роли в процессе ламинарно-турбулентного перехода в различных сдвиговых течениях. Как известно, классический переход к турбулентности в пограничном слое при низкой степени турбулентности набегающего потока связан с развитием волн неустойчивости — так называемых волн Толлмина — Шлихтинга. Данный тип перехода детально исследован как теоретически, так и экспериментально [1], по крайней мере, на линейной стадии. При этом используется линейная теория гидродинамической устойчивости, которая с достаточной высокой точностью описывает линейные и слабонелинейные стадии перехода, что подтверждено многочисленными экспериментами.

Более сложными для теоретического описания являются последние, нелинейные стадии перехода. Однако следует отметить, что и в исследованиях этих стадий перехода наблюдается значительный прогресс, особенно в области экспериментальных исследований. Начало было положено классическими экспериментами Клебанова [2], рассмотревшего трансформацию двумерной волны Толлмина — Шлихтинга на нелинейной стадии ее развития в трехмерные вихревые структуры (так называемые Λ -вихри) и их эволюцию вниз по потоку. Данный тип перехода называется Клебановским или К-режимом. Другой тип перехода, названный N-режимом (субгармоническим режимом), реализован в эксперименте [3] и описан теоретически [4]. В обоих режимах возникали Λ -вихри, но при дымовой визуализации процесса в К-режиме они следовали друг за другом, а в N-режиме выстраивались в шахматном порядке. Позднее был предложен ряд методов реализации обоих режимов, которые подтверждались экспериментальными и теоретическими исследованиями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 00-15-96164, 99-01-00591) и Международного фонда INTAS (коды проектов 00-00232, YSF 00-61).

Не останавливаясь подробно на всех возможных механизмах трансформации Λ -вихрей в турбулентные пятна, обратим внимание на один из них, связанный с развитием на этих вихрях вторичных высокочастотных возмущений. Известно, что искажение профилей средней скорости в сдвиговом течении, т. е. наличие на них точек перегиба, делает такое течение неустойчивым по отношению к вторичным высокочастотным возмущениям. В данном случае вторичные возмущения могут нарастать и переводить течение в турбулентное состояние. Концепция вторичной высокочастотной неустойчивости подтверждена многочисленными экспериментальными исследованиями, в частности для пристенных сдвиговых течений, в которых течение модулировано в трансверсальном направлении продольными стационарными вихрями типа вихрей Гёртлера [5, 6] и вихрей поперечного течения на скользящих крыльях [7, 8]. Модуляция среднего течения такими вихрями создает локальные градиенты скорости как по нормали к поверхности ($\partial U/\partial y$), так и в трансверсальном направлении ($\partial U/\partial z$). Именно в областях, в которых существуют точки перегиба на профилях скорости, начинают нарастать вторичные возмущения.

Продольные локализованные в трансверсальном направлении возмущения могут быть стационарными и нестационарными. Ярким примером таких возмущений являются так называемые полосчатые структуры (streaky structures), наблюдаемые в пограничном слое при повышенной степени турбулентности набегающего потока или в вязком подслое турбулентного пограничного слоя. Полосчатые структуры впервые смоделированы в экспериментах [9]. Измерения показали, что на этих структурах могут возникать (по различным причинам, в том числе при взаимодействии с высокочастотными волнами) вторичные возмущения, развитие которых вниз по потоку приводит к образованию турбулентных пятен. Как и в случае стационарных продольных структур, нестационарные полосчатые структуры, перемещаясь вниз по потоку, локально искажают среднее течение. При этом возникают локальные области неустойчивости, обусловленные градиентами скорости в нормальном и трансверсальном направлениях, в которых могут нарастать вторичные возмущения.

“Ноги” рассматриваемых выше Λ -структур также представляют собой продольные нестационарные локализованные вихри. Локальные искажения профилей средней скорости в области “ног” этих структур также могут являться причиной развития на них вторичных возмущений [10].

Неустойчивость струйных течений обычно связывают с неустойчивостью вихревых колец — так называемых вихрей Кельвина — Гельмгольца. Динамику процесса развития и турбулизации кольцевых вихрей изучали многие исследователи. Среди последних работ следует отметить обзор [11], в котором анализируются результаты изучения собственных колебаний вихревого кольца, возникновения в нем турбулентности и генерации звука в идеальной несжимаемой жидкости.

Проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования продольных вихревых структур в процессе турбулизации свободных сдвиговых течений, например струй. В работе [12] впервые показано, что сдвиговый слой осесимметричной струи содержит упорядоченные вихревые структуры. Измерения, выполненные в [13], показали, что вихревые структуры взаимодействуют и объединяются. Позднее была предложена модель “вихревой дорожки”, описывающая эволюцию азимутальных вихревых колец [14]. При измерении круглой струи вблизи сопла авторы работы [15] показали, что вначале возникает первичная неустойчивость Кельвина — Гельмгольца, ведущая к последовательному сворачиванию слоев сдвига в вихревые структуры, представляющие собой череду вихревых колец. Вторичные неустойчивости формируют продольные вихревые структуры, взаимодействующие с первичными вихревыми кольцами. Продольные структуры формируются в областях между соседними вихревыми кольцами и оказывают существенное влияние на процессы смешения и динамику течения.

Исследования турбулентных струй [16] показали существование когерентных структур. В [16] выполнены детальные измерения когерентных колец и выявлен механизм азимутального вихревого взаимодействия. Экспериментальные и численные исследования [17] показали, что между вихревыми кольцами присутствуют продольные структуры, которые играют важную роль в переходе к трехмерной турбулентности. В работе [17] также показано, что наиболее важным процессом в развитии когерентных структур в турбулентной струе является вулканоподобный “взрыв”, обусловленный прохождением азимутальной когерентной структуры или кольца вблизи потенциального ядра струи. Кольцевые вихри инжектируют высокоскоростную жидкость. Внедрение этой жидкости между соседними кольцами создает высокие напряжения сдвига, играющие важную роль в эволюции продольных вихревых пар (ребер), вращающихся в противоположных направлениях.

В отличие от круглой плоская струя изучена значительно лучше. Разработана теория, описывающая жизненный цикл когерентных структур в сдвиговом слое. В этом случае процесс смещения в сдвиговом слое определяется в основном вихрями Кельвина — Гельмгольца. Между этими вихрями, так же как в круглой струе, возникают и развиваются продольные вихри. Однако в отличие от круглой струи в процессе развития плоской струи их роль незначительна [18]. Тем не менее формирование продольных вихрей свидетельствует о переходе к турбулентности [19].

Таким образом, роль продольных структур в процессе перехода к турбулентности как в пристенных, так и в свободных сдвиговых течениях во многих случаях является определяющей. Целью данного обзора является анализ результатов экспериментальных исследований механизмов возникновения, развития и перехода в турбулентное состояние различных сдвиговых течений с продольными структурами, выполненных в последнее десятилетие XX в.

1. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Стационарные продольные вихри. Как известно, неустойчивость течений в пограничном слое на вогнутых поверхностях, скользящих крыльях и в ряде других случаев приводит к возникновению продольных стационарных вихрей. Причиной их появления в первом случае являются центробежные силы, во втором — поперечное течение, вызванное обтеканием крыла, передняя кромка которого расположена под углом к основному течению. Возникновение таких вихрей называют первичной неустойчивостью течения. Переход к турбулентности в рассматриваемых случаях связан с развитием вторичных высокочастотных возмущений в областях с неустойчивыми профилями скорости как в трансверсальном, так и в нормальном к стенке направлениях. Таковую неустойчивость профилей создает модуляция течения продольными стационарными вихрями.

На практике часто имеют место ситуации, когда исходное течение возмущено в трех направлениях, например в случае наличия на поверхности трехмерных шероховатостей, заклепок, уступов, выступов, а также при отсосе или вдуве через отверстия. Трехмерное стационарное искажение в пограничном слое может возникнуть и вследствие его неустойчивости к стационарным возмущениям. Например, на толстом крыловом профиле из-за вогнутости линий тока вблизи лобовой точки в пограничном слое могут появиться вихри Тейлора — Гёртлера [20], а на стреловидном крыле — мощные стационарные вихри (crossflow vortices) вследствие неустойчивости поперечного течения [8, 21].

Поперечное модулирование течений пограничного слоя (в первую очередь, трехмерного) наблюдается в различных задачах механики жидкости. В последнее время исследованию устойчивости трехмерных пограничных слоев уделяется большое внимание и в теоретических, и в экспериментальных работах [5, 22–24]. Прежде всего это связано с необходимостью изучения природы ламинарно-турбулентного перехода в сложных течениях и

с решением следующих практических задач: управление процессами перехода, снижение сопротивления трения на стреловидных крыльях, лопатках турбин, компрессоров и т. д.

Как известно, одной из причин перехода ламинарного течения в турбулентное в пограничных слоях на плоских стенках и телах с выпуклой поверхностью являются бегущие волны Толлмина — Шлихтинга, а на телах с вогнутой поверхностью — вихри Тейлора — Гёртлера [25]. Неустойчивость трехмерного пограничного слоя (например, пограничного слоя на вращающихся в покоящейся жидкости диске, сфере или конусе) и неустойчивость на скользящем крыле (неустойчивость поперечного течения) также связаны с образованием трехмерных возмущений — стационарных вихрей типа вихрей Тейлора — Гёртлера или *crossflow vortices* [26, 27]. Возникновение этих вихрей обусловлено рядом причин. В случае обтекания дисков, сфер, конусов наиболее важны центробежные силы. При обтекании скользящего (стреловидного) крыла появляется поперечная компонента средней скорости, вызывающая генерацию на передней кромке крыла в области ускоренного движения жидкости продольных стационарных вихрей. В результате возникает так называемая первичная неустойчивость поперечного течения. Устойчивость пограничных слоев в этих случаях значительно отличается от устойчивости двумерного пограничного слоя, что определяется прежде всего наличием поперечной (трансверсальной) модуляции течения продольными стационарными вихрями. Исследование “естественного” перехода показало, что на стационарных вихрях наблюдаются высокочастотные (вторичные) возмущения типа бегущих волн, а переходу к турбулентности предшествует возникновение вторичных вихрей, которые накладываются на первичные стационарные вихри и распространяются вдоль них [26, 27]. При этом первичная неустойчивость, создаваемая стационарными вихрями, рассматривается как необходимое условие генерации и развития на них вторичных вихревых возмущений. Поперечное модулирование течения вихрями приводит к появлению локального перегиба на профиле мгновенной скорости в пограничном слое, неустойчивого (как считают многие исследователи) к высокочастотным вторичным осцилляциям потока (концепция вторичной неустойчивости локального перегибного профиля), пространственная эволюция которых обуславливает возникновение турбулентности [28]. В большинстве исследований представлены главным образом качественные характеристики (картины визуализации) возмущенного течения в трехмерных пограничных слоях, однако для анализа процессов перехода в них необходима количественная информация о возникновении и развитии возмущений в условиях поперечной модуляции течения. Такая информация может быть получена в контролируемых условиях эксперимента, что позволяет более детально изучить механизм того или иного “естественного” (неконтролируемого) явления, как правило, протекающего одновременно с процессами другой физической природы.

По-видимому, впервые продольные вихри в контролируемых условиях исследовались в эксперименте [29], в котором пограничный слой модулировался рядом небольших крыльев, расположенных в поперечном направлении в невозмущенном потоке, что приводило к изменению толщины пограничного слоя на модели. Бегущие волны возбуждались вибрирующей лентой на частотах в диапазоне неустойчивости волн Толлмина — Шлихтинга. Обнаружено, что стационарные модуляции скорости приводят к существенному изменению характеристик неустойчивости течения.

В [30] разработан и применен метод моделирования трехмерного стационарного искажения ламинарного пограничного слоя. Отметим важный результат, полученный в этой работе для бегущих волн: коэффициенты нарастания амплитуд возмущений в модулированном пограничном слое меньше, чем в случае плоской пластины, следовательно, стационарно возмущенный пограничный слой более устойчив к воздействию волн Толлмина — Шлихтинга, чем невозмущенный. При этом в присутствии стационарных вихрей отсутствует дисперсия (зависимость фазовой скорости волн от угла их распространения).

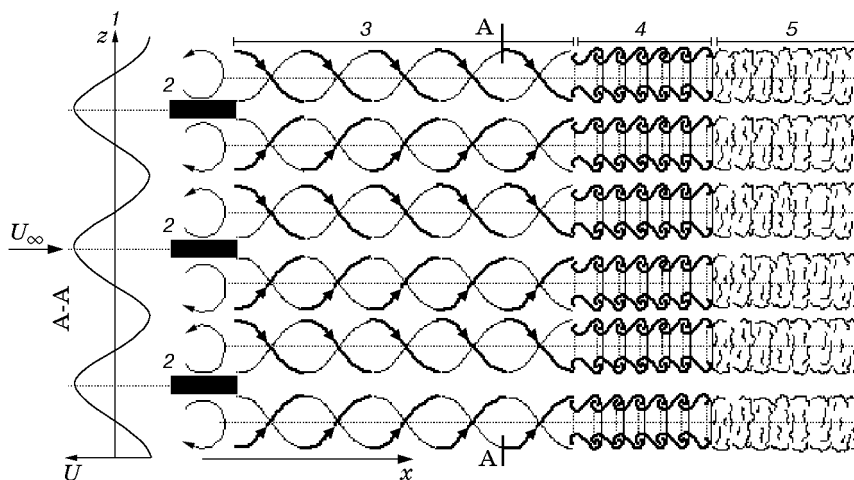


Рис. 1. Схема ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое плоской пластины, модулированном продольными стационарными вихрями типа вихрей Гёртлера [32]:

1 — поперечная модуляция течения; 2 — элементы шероховатости; 3 — продольные стационарные вихри (первичная неустойчивость); 4 — бегущие волны (вторичная неустойчивость); 5 — турбулентный пограничный слой

Следует отметить, что в [30] исследования проводились с целью изучения развития возмущений только в линейной области при малых числах Рейнольдса и малых интенсивностях как первичного возмущения, так и бегущих волн.

В экспериментах [31] вихри в пограничном слое генерировались элементами шероховатости, расположенными периодически на пластине вдоль оси z (рис. 1). В такой постановке эксперимент “моделирует” переход в течении над вогнутой поверхностью. Переход внутри стационарных вихрей обусловлен усилением волн малой амплитуды, создаваемых вибрирующей лентой. Обнаруженные бегущие возмущения имеют невязкую природу и связаны с неустойчивостью синусоидального типа [9]. Поскольку течение достаточно простое, это позволило детально исследовать характеристики волн и переход к турбулентности.

Аналогичный механизм разрушения продольного стационарного вихря большой интенсивности, генерируемого в пограничном слое скользящего крыла с помощью элементов шероховатости, исследован в работе [33]. В пограничном слое скользящего крыла в “естественных” условиях [34] обнаружен пакет волн, бегущих на стационарных вихрях, развитие которого приводило к турбулентности. Показано, что акустическое поле с частотой, соответствующей “естественному” пакету, возбуждает бегущие возмущения, которые, нарастая, сдвигают ламинарно-турбулентный переход вверх по потоку. Зафиксирован процесс генерации высших гармоник основной частоты на нелинейной стадии развития бегущих волн. На основе этих результатов “смоделирована” базисная пара “естественных” стационарных вихрей малой интенсивности на скользящем крыле и исследованы характеристики развития как самих вихрей, так и бегущих на них вторичных высокочастотных возмущений [35]. В данном случае продольные вихри малой интенсивности и слабой завихренности представляли собой полосчатые структуры. Установлено, что коэффициенты нарастания бегущих возмущений, развивающихся на стационарных структурах I и II (рис. 2), сильно различаются. Вторичные возмущения развиваются более интенсивно на структуре I за счет большей неустойчивости отрывного течения в области обратной по отношению к поперечному течению ступеньки элемента шероховатости, и переход его

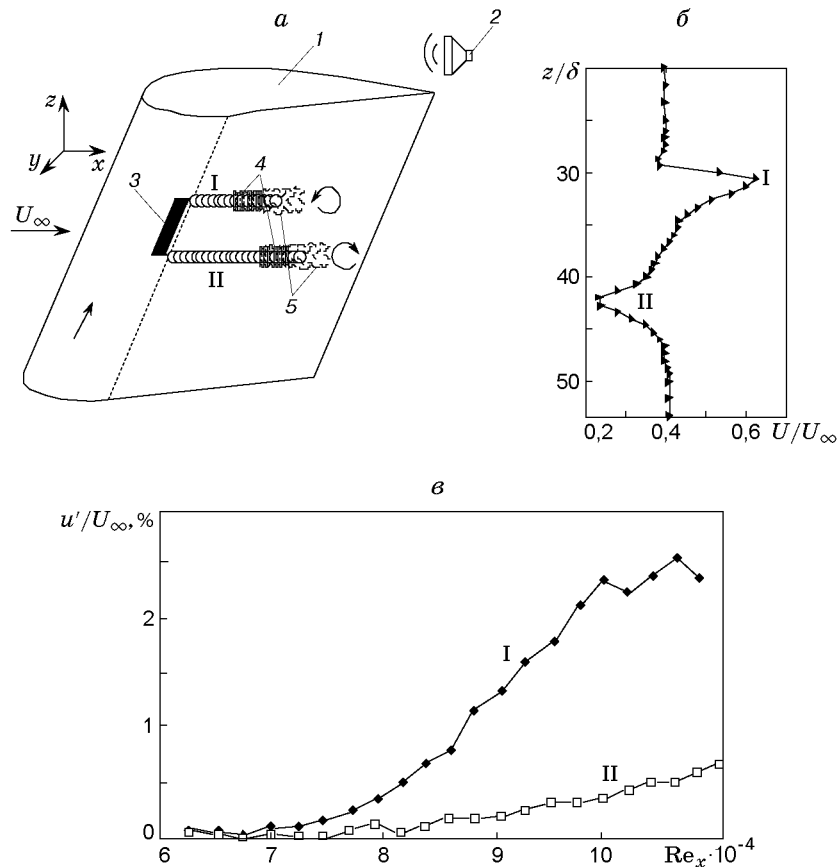


Рис. 2. Ламинарно-турбулентный переход на скользящем крыле (u' — среднеквадратичные пульсации скорости, δ — толщина пограничного слоя, Re_x — число Рейнольдса, определяемое по расстоянию вниз по потоку) [35]:

a — схема вторичного высокочастотного разрушения полосчатых структур поперечного течения (1 — крыловой профиль, 2 — генератор вторичных возмущений, 3 — элемент шероховатости, 4 — вторичные возмущения, 5 — турбулентность, I, II — продольные структуры; стрелкой показано направление поперечного течения); b — трансверсальное распределение средней скорости в области развития продольных структур; v — возмущения на стационарных полосчатых структурах

в турбулентное состояние наступает значительно раньше, чем на структуре II, где отрывное течение на прямой ступеньке более устойчиво к воздействию поперечного течения (рис. 2, a, v). Распределения средней скорости (рис. 2, b) и пульсационной составляющей скорости по трансверсальной координате также различны для каждой структуры. Определен диапазон линейного развития вторичных возмущений и изучены их характеристики. Варьированием длины элемента шероховатости в трансверсальном направлении установлено, что сближение вихрей приводит к их взаимодействию.

Экспериментально установлено, что развитие возмущений на одиночном вихре аналогично неустойчивости, растущей на наборе вихрей с большой периодичностью по трансверсальной координате. Взаимовлияние вихрей становится существенным с уменьшением расстояния между ними: чем оно меньше, тем меньше коэффициенты нарастания бегущих волн. Это объясняется распределениями продольной и нормальной компонент скорости в вихрях. Амплитуда волн во всех рассмотренных случаях была наибольшей вблизи максимумов сдвигов (градиентов) скорости в поперечном направлении. Это свидетельствует о

том, что поведение возмущений может определяться механизмами перегибной (невязкой) неустойчивости.

Нестационарные продольные вихри. Рассмотрим переход в пограничном слое, иницированный элементом шероховатости на поверхности плоской пластины. В этом случае получен ряд важных количественных характеристик возмущенного движения. Исследованию обтекания единичного элемента шероховатости в форме полусферы, наклеенной на обтекаемую поверхность, посвящено много работ. Структура возмущенного потока определяется крупномасштабным вихрем, который сворачивается за полусферой и вытягивается вниз по потоку. Визуализация течения [36, 37] показала, что переход вызван подковообразными вихрями в следе за полусферой. Начало перехода существенно зависит от места возникновения таких вихрей. Позднее авторы работы [38] обнаружили, что вторичная неустойчивость связана с вихрями, сходящими периодически с элемента шероховатости. Изучив зависимость частоты схода этих вихревых структур от размеров элементов шероховатости, их формы и числа Рейнольдса, они пришли к выводу, что частота схода вихрей, отнесенная к толщине вытеснения и местной средней скорости вблизи шероховатости, равна 0,3. Для большинства течений это значение соответствует частоте, значительно большей, чем частота неустойчивых волн Толлмина — Шлихтинга.

В пограничном слое плоской пластины локализованные трехмерные возмущения, генерируемые элементами шероховатости [37, 38], или различные сносимые (transient, по Бруеру) возмущения [39–41] приводят к образованию продольных вихревых структур, которые локально изменяют поперечную структуру потока и создают условия для вторичной неустойчивости. Как отмечено выше, к нестационарным локализованным возмущениям относятся и Λ -структуры нелинейной стадии классического перехода. Экспериментальные исследования по моделированию уединенной Λ -структуры в пограничном слое на плоской пластине [10] показали, что в зависимости от амплитуды вводимого возмущения могут существовать как затухающие, так и нарастающие Λ -структуры, причем при наложении на затухающую Λ -структуру высокочастотной волны с интенсивностью менее 1 % возмущения взаимодействуют и на “ногах” Λ -структуры развивается высокочастотный пакет, что приводит к нарастанию локализованного возмущения и трансформации его в турбулентное пятно. Развитие вторичной высокочастотной неустойчивости на нелинейной стадии развития двумерной волны Толлмина — Шлихтинга при ее трехмерном искажении (появлении Λ -структур) изучено в работе [42], в которой экспериментально и теоретически обоснована концепция вторичной неустойчивости.

При повышенной степени турбулентности набегающего потока непрерывное проникновение внешних возмущений в пограничный слой приводит к возбуждению продольных структур (полосчатых структур), локально модулирующих пограничный слой [43–48]. В этих течениях, как и в случае перехода трехмерного пограничного слоя, модулированного стационарными вихрями, переход к турбулентности связан с устойчивостью продольных вихревых структур. Полосчатые структуры наблюдаются также в вязком подслое турбулентного пограничного слоя. Возникновение данных структур связывают с эффектом опрокидывания (lift-up effect), описываемым в рамках теории алгебраической неустойчивости Лэндала [49]. В отличие от стационарных вихрей полосчатые структуры имеют очень слабую завихренность и представляют собой чередующиеся в трансверсальном направлении узкие слои ускоренно и замедленно движущейся жидкости. Тем не менее неустойчивость течений, модулированных полосчатыми структурами, связана с трансверсальными градиентами скорости, как и в случае их модуляции стационарными вихрями. Данное утверждение подтверждено экспериментами в контролируемых условиях (рис. 3), на основе которых предложена схема перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока (рис. 4). Развитие вторичных высокочастотных возмущений в областях

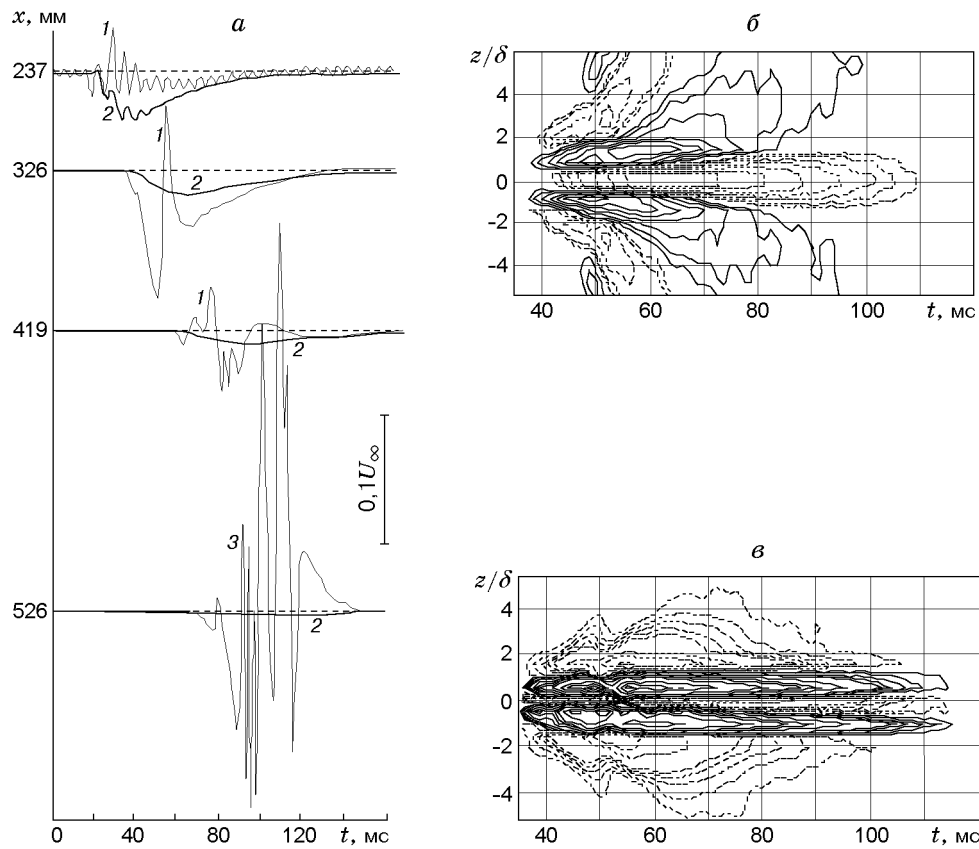


Рис. 3. Взаимодействие затухающего локализованного возмущения (полосчатой структуры) с высокочастотной волной [9]:

a — осциллограммы мгновенной скорости ($f = 205$ Гц, $U_\infty = 6,6$ м/с, $z = 0$, $y = y(u'_{\max})$): 1 — условия эксперимента с волной, 2 — без волны, 3 — с волной (появление турбулентного пятна); *б* — изолинии пульсаций скорости полосчатой структуры ($x = 335$ мм, $U_\infty = 6,6$ м/с, $y = y(u'_{\max})$, $u'_{\max}/U_\infty = 0,03$); *в* — изолинии пульсаций скорости полосчатой структуры, взаимодействующей с высокочастотной волной ($f = 205$ Гц, $x = 335$ мм, $U_\infty = 6,6$ м/с, $y = y(u'_{\max})$, $u'_{\max}/U_\infty = 0,38$)

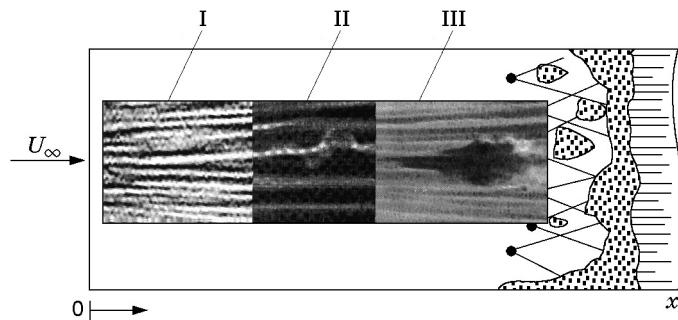


Рис. 4. Схема ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока ($u'_{\max}/U_\infty \geq 0,01$) [9]:

I — область зарождения и развития полосчатых структур; II — область возникновения и развития высокочастотных волновых пакетов и зарождения турбулентных пятен; III — область развития и слияния турбулентных пятен

неустойчивых профилей средней скорости по трансверсальной координате в течении с полосчатыми структурами приводит к возникновению высокочастотных пакетов, трансформирующихся вниз по потоку в турбулентные пятна. Данный процесс может происходить как при взаимодействии полосчатой структуры с высокочастотной волной (см. рис. 3), так и в результате нарастания высокочастотной составляющей самого локализованного нестационарного возмущения [9].

Таким образом, анализ результатов экспериментальных исследований, выполненных в последнее время, показывает, что переход к турбулентности в пограничных слоях с продольными стационарными и нестационарными локализованными возмущениями связан с развитием на них вторичных высокочастотных возмущений.

2. СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Круглая струя. Исследования динамики развития круглой струи, средние и пульсационные характеристики которой представлены на рис. 5, показали, что продольные структуры, локализованные на периферии ядра струи, зарождаются непосредственно на срезе сопла из-за эффекта опрокидывания. Динамика развития этих структур аналогична динамике развития полосчатых структур в пограничном слое [50]. В частности, в контролируемых условиях показано, что на них могут развиваться вторичные высокочастотные возмущения, что приводит к ускорению процесса турбулизации струи.

“Естественные” полосчатые структуры, наблюдаемые вблизи среза сопла при $Re \approx 10\,600$ (рис. 6), были воспроизведены искусственно с помощью наклеенных на внутреннюю поверхность сопла (вблизи выхода) элементов шероховатости, размеры которых коррелировали с масштабом “естественных” продольных структур. В этом случае искусственные полосчатые структуры не подвержены воздействию радиальных колебаний. Высокочастотное возмущение вводилось через малое отверстие на поверхности сопла, расположенное вблизи элемента шероховатости, с помощью вдува-отсоса газа. Взаимодействие полосчатой структуры с высокочастотным возмущением приводит к росту одного из “лучей” (рис. 7). Вниз по потоку возмущение усиливается, и в этот процесс вовлекаются соседние полосчатые структуры. Процесс турбулизации струи ускоряется. Таким образом, показано, что неустойчивость круглой струи может быть связана с зарождением продольных локализованных возмущений (полосчатых структур) непосредственно на выходе сопла. Неустойчивость полосчатых структур к высокочастотным вторичным возмущениям способствует ускорению процесса турбулизации струи. Данный результат согласуется с результатами исследования неустойчивости течения, модулированного полосчатыми структурами, в пограничном слое.

Плоская струя. Исследования плоской струи в ближнем поле [51] показали, что и в данном случае могут возникать полосчатые структуры (рис. 8). В отличие от круглой струи вторичное возмущение развивается только на полосчатой структуре, где оно было искусственно возбуждено, не вовлекая в этот процесс соседние структуры.

3. ВЫВОДЫ

Анализ процесса перехода ламинарного течения в турбулентное состояние показал, что в различных сдвиговых течениях, таких как пограничные слои и струи, наблюдаются продольные локализованные структуры. При этом механизм разрушения ламинарного течения связан с вторичной высокочастотной неустойчивостью течений, модулированных данными структурами. Этот процесс качественно одинаков как для стационарных, так и для нестационарных продольных локализованных структур, таких как вихри Гёртлера, вихри поперечного течения на скользящем крыле, полосчатые структуры при повышенной степени турбулентности набегающего потока, а также для когерентных структур вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя. Для более глубокого понимания механизма

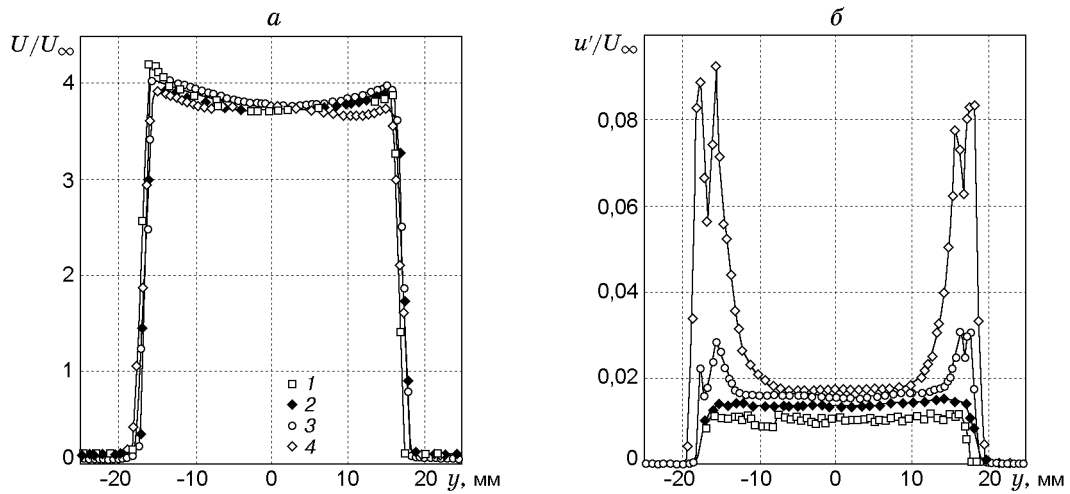


Рис. 5. Распределения средней скорости (а) и пульсаций скорости (б) поперек круглой струи на различных расстояниях от среза сопла ($U_\infty = 3,75$ м/с):
 1 — 8 мм; 2 — 12 мм; 3 — 22 мм; 4 — 32 мм

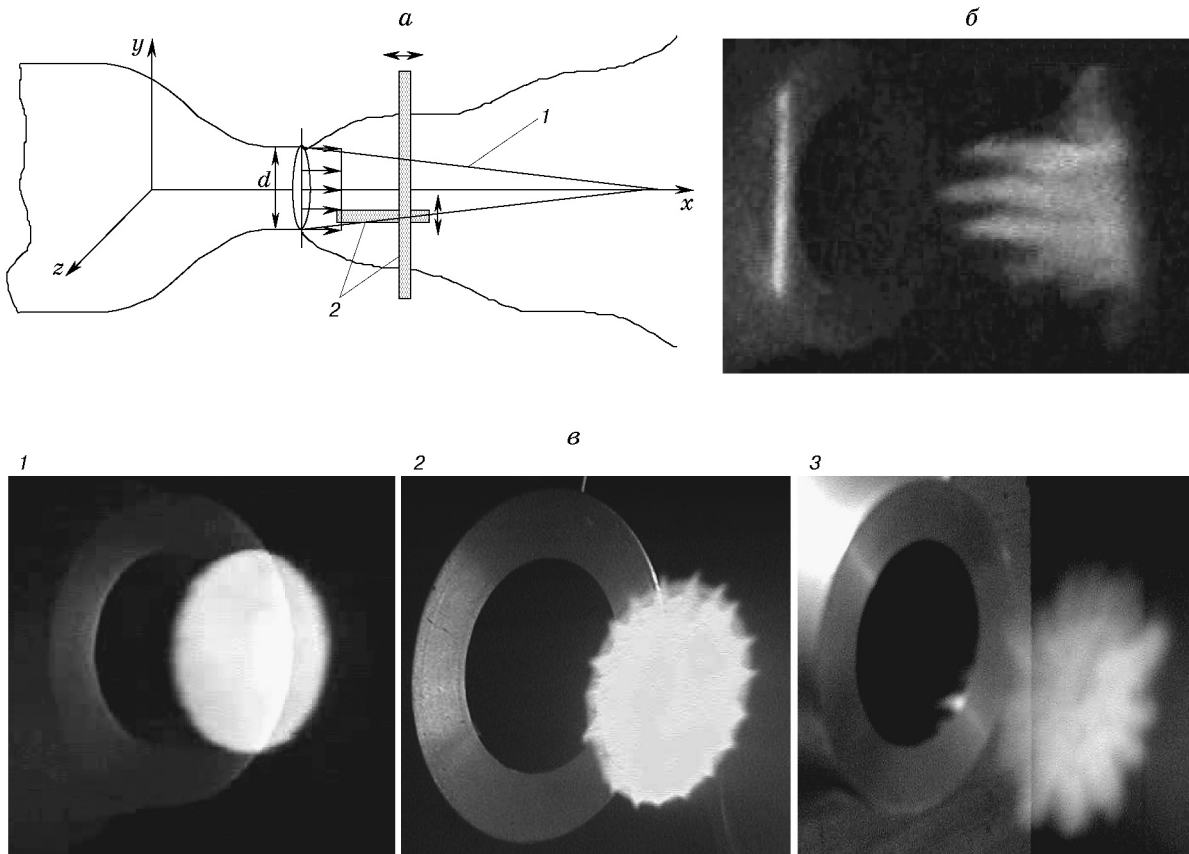


Рис. 6. Полосчатые структуры в ближнем поле круглой струи ($U_\infty = 4$ м/с, диаметр сопла $d = 40$ мм, $Re \approx 10\,600$):
 а — схема эксперимента (1 — потенциальное ядро струи, 2 — световые ножи); б, в — визуализация дымом полосчатых структур: б — продольное сечение струи на периферии ($x/d = 0,7$; $z/d = 0,4$); в — поперечное сечение струи на различных расстояниях от сопла (1 — $x/d = 0,4$; 2 — $x/d = 0,68$; 3 — $x/d = 0,86$)

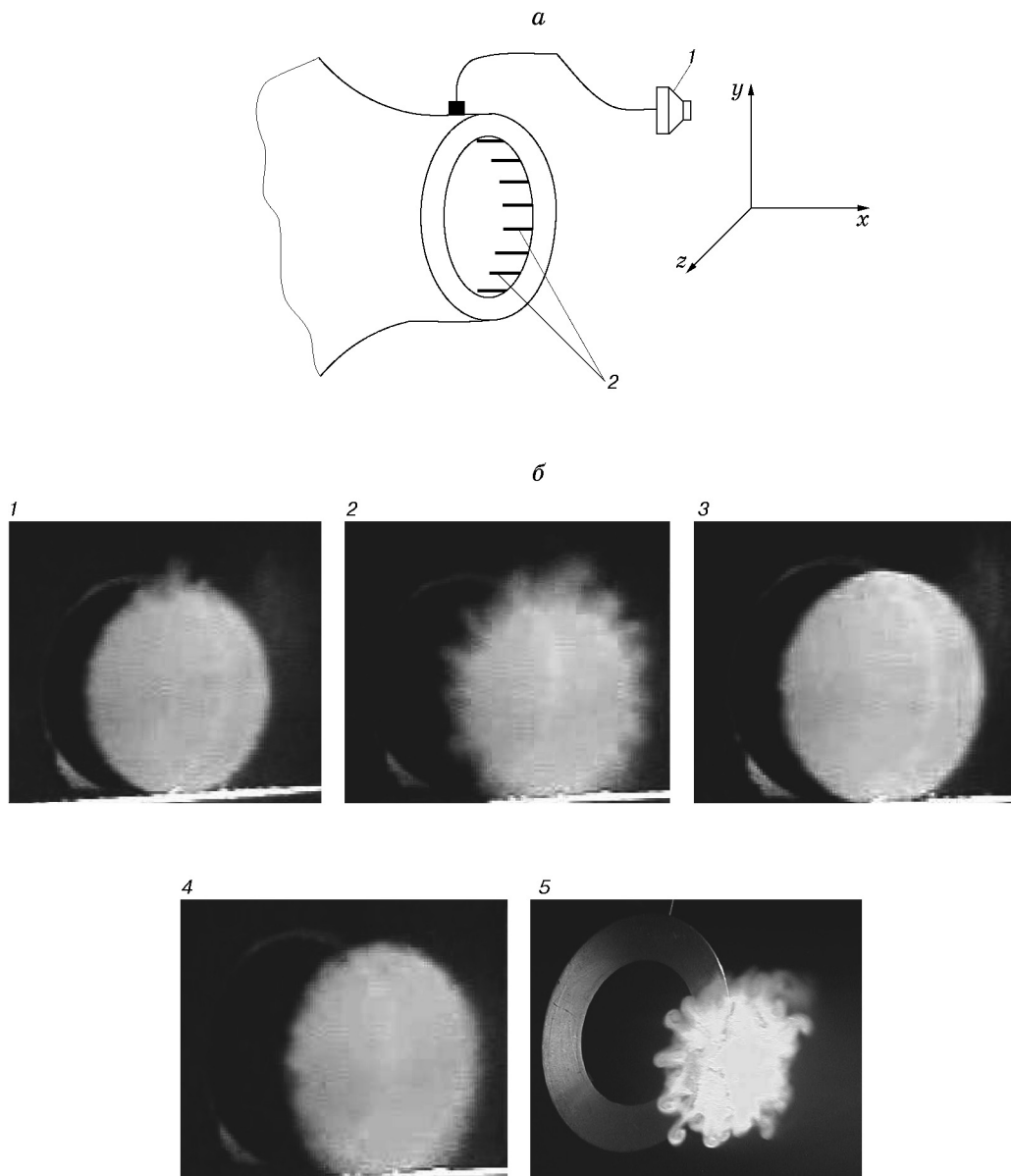


Рис. 7. Вторичная неустойчивость полосчатых структур при введении высокочастотного возмущения с помощью вдува-отсоса газа вблизи элемента шероховатости ($U_\infty = 4$ м/с, $d = 40$ мм, $Re \approx 10\,600$):

a — схема эксперимента (1 — генератор вторичных возмущений, 2 — элементы шероховатости); *б* — визуализация дымом круглой струи на различных расстояниях от среза сопла (1, 3 — $x/d = 0,2$; 2, 4 — $x/d = 0,4$; 5 — $x/d = 0,68$; 1, 2, 5 — с генерацией вторичного возмущения; 3, 4 — без генерации вторичного возмущения)

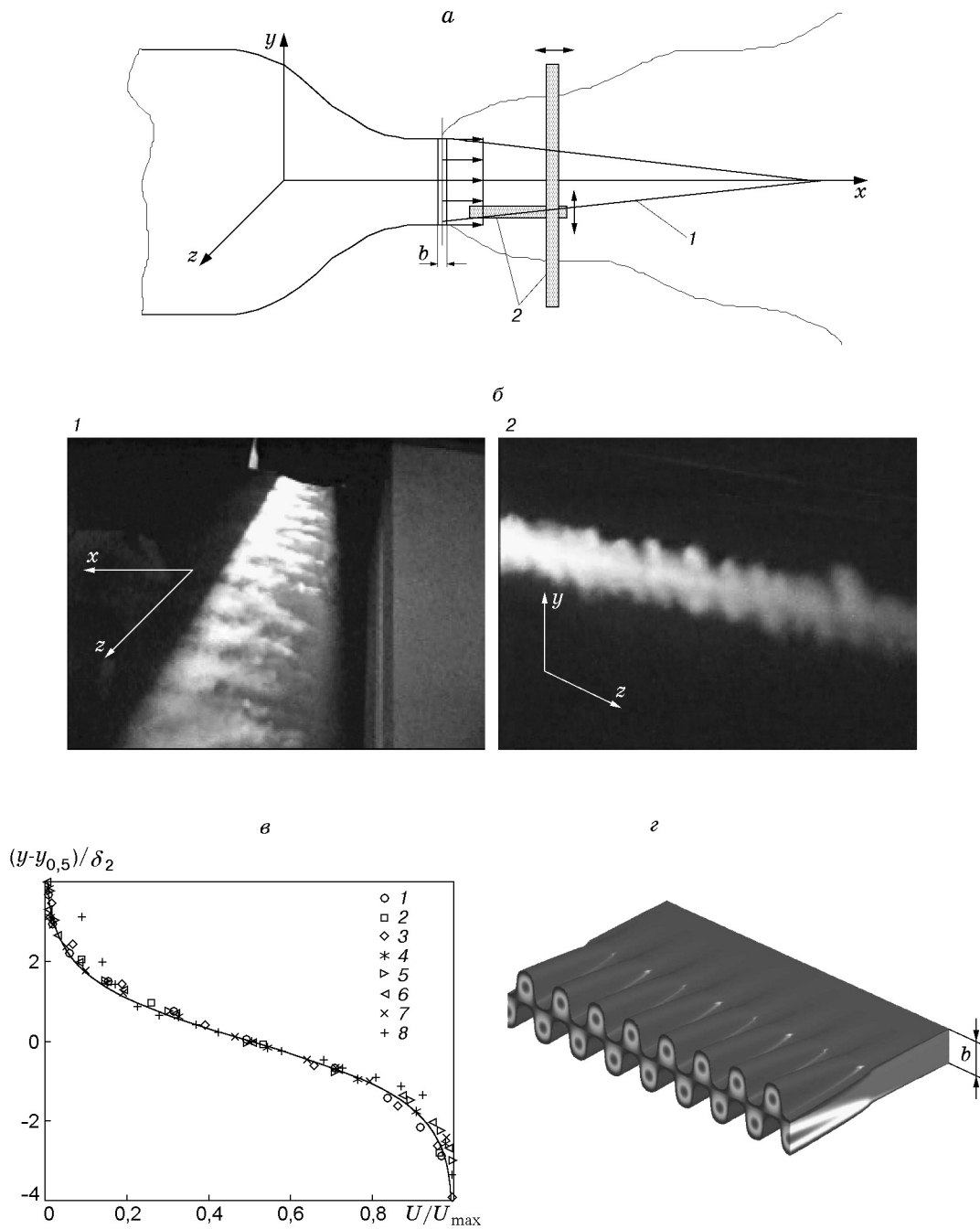


Рис. 8. Полосчатые структуры в ближнем поле плоской струи ($U_\infty = 7,3$ м/с, $y/b = 40$, $b = 12$ мм, $Re \approx 3000$):

a — схема эксперимента (1 — потенциальное ядро струи, 2 — световые ножи); *б* — визуализация дымом полосчатых структур (1 — продольное сечение струи ($x/b = 0,7$, $z/b = 0,4$); 2 — поперечное сечение струи ($x/b = 0,4$)); *в* — профиль скорости в слое сдвига (сплошная линия — $U/U_{max} = 0,5(1 - \text{th } y/(1,55\delta_2))$, где δ_2 — толщина вытеснения сдвигового слоя; 1 — $x/b = 0,2$; 2 — $x/b = 0,4$; 3 — $x/b = 0,6$; 4 — $x/b = 0,8$; 5 — $x/b = 1$; 6 — $x/b = 1,4$; 7 — $x/b = 2$; 8 — $x/b = 3$); *г* — схема продольных структур в ближнем поле плоской струи

ламинарно-турбулентного перехода и возможности управления этим процессом необходимы дальнейшие исследования характеристик развития данных структур и их вторичной высокочастотной неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982.
2. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three-dimensional nature of boundary layer instability // J. Fluid Mech. 1962. V. 12, pt 1. P. 1–34.
3. Качанов Ю. С., Левченко В. Я. The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 209–247.
4. Craik A. D. D. Non-linear resonant instability in boundary layers // J. Fluid Mech. 1971. V. 50. P. 393–413.
5. Swearingen J. D., Blackwelder R. F. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall // J. Fluid Mech. 1987. V. 182. P. 255–290.
6. Kohama Y., Fukunishi Y., Wang T.-J. The response of artificial longitudinal vortex pair embedded in the boundary layer to acoustic excitation // JSME Intern. J. Ser. B. 1993. V. 36. P. 74–79.
7. Poll D. I. A. Transition in the infinite swept attachment line boundary layer // Aeronaut. Quart. 1979. V. 30. P. 607–629.
8. Saric W. S., Yeates L. G. Generation of crossflow vortices in a three-dimensional flat plate flow // Laminar-turbulent transition. Berlin: Springer-Verlag, 1985. P. 429–437.
9. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 1999.
10. Grek G. R., Kozlov V. V., Katasonov M. M., Chernorai V. G. Experimental study of a Λ -structure and its transformation into the turbulent spot // Current Sci. 2000. V. 79, N 6. P. 781–789.
11. Копьев В. Ф., Чернышев С. А. Колебания вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерация звука // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170, № 7. С. 713–742.
12. Crow S. C., Champagne F. H. Orderly structure in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. P. 547–591.
13. Yule A. J. Large-scale structure in the mixing layer of a round jet // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. P. 413–432.
14. Lau J. C., Fisher M. J. The vortex-street structure of “turbulent” jets // J. Fluid Mech. 1975. V. 67. P. 299–337.
15. Liepmann D., Gharib M. The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets // J. Fluid Mech. 1992. V. 245. P. 643–668.
16. Hussain A. K. M. F. Coherent structures and turbulence // J. Fluid Mech. 1986. V. 173. P. 303–356.
17. Citrinity J. H., George W. K. Reconstruction of the global velocity field in the axisymmetric mixing layer utilizing the proper orthogonal decomposition // J. Fluid Mech. 2000. V. 418. P. 137–166.
18. Lin S. J., Corcos G. M. The mixing layer: deterministic models of a turbulent flow. Pt 3. The effect of plain strain on the dynamics of streamwise vortices // J. Fluid Mech. 1984. V. 141. P. 139–178.

19. **Rogers M. M., Moser R. D.** The three-dimensional evolution of a plane mixing layer: the Kelvin — Helmholtz rollup // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 243. P. 183–226.
20. **Morkovin M. V.** Unstable vorticity and pressure fields near cylindrical stagnation lines. Washington, 1977. (Rep. / NASA; N 181693).
21. **Reed H. I.** An analysis of wave interaction in swept-wing flows // *Laminar-turbulent transition*. Berlin: Springer-Verlag, 1985. P. 471–478.
22. **Saric W. S.** Goertler vortices // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1994. V. 26. P. 379–409.
23. **Yu X., Liu J. T. C.** The secondary instability in Goertler flow // *Phys. Fluids*. 1991. V. 3. P. 1845–1847.
24. **Liu W., Domaradzky J. A.** Direct numerical simulation of transition to turbulence in Goertler flow // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 246. P. 267–299.
25. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
26. **Kohama Y.** Behavior of spiral vortices on a rotating cone in axial flow // *Acta Mech.* 1984. V. 51. P. 105–114.
27. **Kohama Y.** Some expectation on the mechanism of crossflow instability in a swept wing flow // *Acta Mech.* 1987. V. 66. P. 21–38.
28. **Kohama Y., Saric W. S., Hoos J. A.** A high-frequency, secondary instability of crossflow vortices that leads to transition // *Proc. of the Intern. conf. on the boundary layer transition and control*. L.: Roy. Aeronaut. Soc., 1991. P. 4.1–4.13.
29. **Tani I.** Prediction of longitudinal vortices in the boundary layer along a curved wall // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. P. 3075.
30. **Качанов Ю. С., Тарарыкин О. И.** Экспериментальное исследование релаксирующего пограничного слоя // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* 1987. Вып. 5. С. 9–19.
31. **Bakchinov A. A., Grek G. R., Klingmann B. G. B., Kozlov V. V.** Transition experiments in a boundary layer with embedded streamwise vortices // *Phys. Fluids*. 1995. V. 7. P. 820–832.
32. **Kozlov V. V., Grek G. R.** Control of secondary instability of the crossflow and Goertler-like vortices // *Lectures notes in physics. Physics of rotating fluids*. Berlin: Springer-Verlag, 2000. P. 375–394.
33. **Бойко А. В., Козлов В. В., Сызранцев В. В., Щербаков В. А.** Экспериментальное исследование процесса перехода к турбулентности на одиночном стационарном возмущении в пограничном слое скользящего крыла // *ПМТФ*. 1995. Т. 36, № 1. С. 72–84.
34. **Козлов В. В., Левченко В. Я., Сова В. А., Щербаков В. А.** Влияние акустического поля на структуру течения и ламинарно-турбулентный переход на скользящем крыле // *Тр. симп. “Современные проблемы аэрогидромеханики”*, г. Москва, 12–15 апр. 1999 г. М.: Ин-т прикл. математики РАН, 1999. Т. 2. С. 145–155.
35. **Козлов В. В., Сова В. А., Щербаков В. А.** Экспериментальное исследование развития вторичных возмущений на скользящем крыле // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2001. № 5. С. 92–98.
36. **Acarlar M. S., Smith C. R.** A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Pt 1. Hairpin vortices generated by hemisphere protuberances // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 175. P. 1–41.
37. **Mochizuki M.** Smoke observation on boundary layer transition caused by a spherical roughness element // *J. Phys. Soc. Japan*. 1961. V. 16. P. 995–1012.
38. **Klebanoff P. S., Cleveland W. G., Tidstrom K. D.** On evolution of a turbulent boundary layer induced by a three-dimensional roughness element // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 237. P. 101–113.
39. **Grek G. R., Kozlov V. V., Ramasanov M. P.** Three types of disturbances from the point source in the boundary layer // *Laminar-turbulent transition*. Berlin: Springer-Verlag, 1985. P. 267–272.

40. **Breuer K. S., Landahl M. T.** The evolution of a localized disturbance in a laminar boundary layer. Pt 2. Strong disturbances // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 220. P. 595–621.
41. **Klingmann B. G. B.** On transition due to 3-D disturbances in plane Poiseuille flow // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 240. P. 167–195.
42. **Nishioka M., Asai M., Iida S.** An experimental investigation of the secondary instability // *Laminar-turbulent transition*. Berlin: Springer-Verlag, 1980. P. 37–46.
43. **Гуляев А. Н., Козлов В. Е., Кузнецов В. Р. и др.** Взаимодействие ламинарного пограничного слоя с внешней турбулентностью // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1989. № 5. С. 55–65.
44. **Kozlov V. E., Kuznetsov V. R., Mineev B. I., Secundov A. N.** The influence of free stream turbulence and surface ribbing on the characteristics of a transitional boundary layer // *Near wall turbulence: Proc. of the Zorian Zorac mem. conf., Dubrovnik (Yugoslavia), 14–18 Sept. 1988*. Dubrovnik: Zorian Zorac Publ., 1990. P. 172–189.
45. **Matsubara M., Kozlov V. V., Alfredsson P. H., et al.** On flat plate boundary layer perturbations at high free stream turbulence level // *Proc. of the 8th Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 2–6 Sept. 1996*. Novosibirsk: Inst. theor. and appl. mech., 1996. Pt 1. P. 174–179.
46. **Alfredsson P. H., Bakchinov A. A., Kozlov V. V., Matsubara M.** Laminar-turbulent transition structures at a high level of a free stream turbulence // *Proc. of the IUTAM Symp. on nonlinear instability and transition in three-dimensional boundary layers, Manchester, U.K., 17–20 July 1995*. Manchester: Kluwer Acad. Publ., 1996. P. 423–436.
47. **Kozlov V. V., Grek G. R.** Visualization of the laminar-turbulent transition in the wing boundary layer at high free stream turbulence // *Proc. of the 6th Asian symp. on visualization, Pusan (Korea), 27–31 May 2001*. Pusan: REXCO, 2001. P. 372–377.
48. **Brylyakov A. P., Kovrizhina V. N., Zanin B. Yu., Zharkova G. M.** Spatial vortex system in the boundary layer over the windward side of wing // *Ibid.* P. 269–271.
49. **Landahl M. L.** A note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows // *J. Fluid Mech.* 1980. V. 98. P. 243–251.
50. **Козлов В. В., Бакчинов А. А., Лефдаль Л. Л., Чернорай В. Г.** Продольные структуры в пограничных слоях и струях // *Тез. докл. VIII Междунар. конф. “Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей”*, г. Новосибирск, 25–27 апр. 2001 г. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2001. С. 84.
51. **Chernoray V. G., Bakchinov A. A., Kozlov V. V., Lofdahl L. L.** The role of streamwise structures in the near-field entrainment of plane jet // *Book of abstr. of 426th Euromech., Ercoftac colloquium on swirling flows, Bergen-Tromso (Norway), 16–20 Sept. 2001*. Trondheim: Norwegian Technol. Univ., 2001. P. 9, 10.

Поступила в редакцию 25/X 2001 г.