

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЗА РЕШЕТКОЙ

Ю. Б. КОЛЕСНИКОВ, А. Б. ЦИНОБЕР

(Рига)

В последнее десятилетие опубликовано много работ по теоретическому и численному исследованию свойств двумерной турбулентности [1-3]. Однако экспериментальных исследований в этой области до самого последнего времени не проводилось.

Недавно на основании предположений, высказанных в [4], о возможности реализации с помощью магнитного поля в течении электропроводящей жидкости двумерной турбулентности авторам данной работы удалось экспериментально осуществить двумерную турбулентность и тем самым проверить некоторые ее основные свойства [5, 6], ранее описанные в теоретических работах (см. литературу в [5]).

В [7] путем термоанемометрических измерений пространственных корреляций получены экспериментальные доказательства перехода структуры турбулентности к двумерной под воздействием магнитного поля.

Существенным в [5-7] является то обстоятельство, что для исследования проблемы общей гидродинамики использованы методы магнитной гидродинамики. При этом оказывается, что магнитное поле служит эффективным инструментом для создания и поддержания двумерной структуры турбулентности.

Данная работа является продолжением экспериментальных исследований, начатых в [5, 6]. В работе представлены результаты изучения простейшего вида двумерного турбулентного течения за решеткой, составленной из цилиндрических элементов с осями, параллельными магнитному полю. Такая геометрия решетки была выбрана с той целью, чтобы ускорить переход течения к двумерной структуре [8].

1. Проводилось два качественно различных эксперимента. В первой серии опытов исследовались гидродинамические характеристики, во второй — изучалось влияние поля турбулентных пульсаций на перенос пассивной примеси. Опыты ставились на горизонтальном ртутном контуре [8]. В первой серии использовался канал сечением 20×60 мм² и решетка с десятью цилиндрическими элементами ($d=3$ мм, $l=20$ мм), во второй — канал сечением 50×60 мм² и решетка с шестью цилиндрическими элементами ($d=5$ мм, $l=50$ мм). Каналы и решетки были изготовлены из непроводящего материала. Длины рабочих участков соответственно 0.9 и 0.6 м. Сверху рабочие участки, за исключением узкой щели для ввода датчика, закрывались специальными вставками. Подбор вставок различной длины позволял устанавливать датчик в любом сечении рабочего участка. Средняя расходная скорость 20 см/сек.

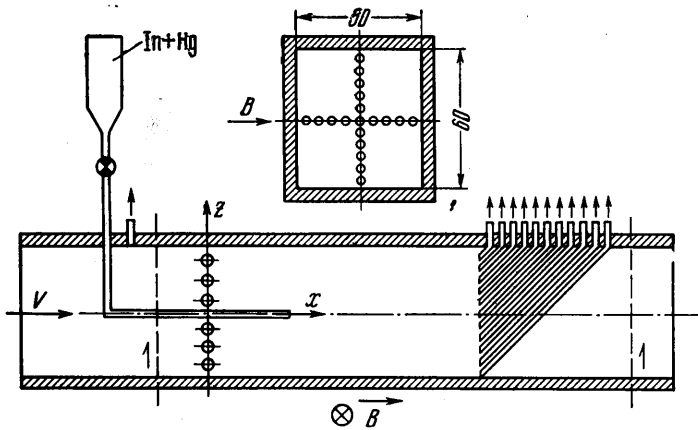
В качестве измерителя характеристик потока применялся кондукционный анемометр с трехэлектродным датчиком. Как показали исследования (см. [5, 6] и там же литературу), кондукционный анемометр может успешно применяться не только для качественных, но и количественных измерений продольных пульсаций скорости, а также при анализе спектрального состава возмущений. Измерялись профили осредненной скорости, интенсивности продольных пульсаций скорости и интенсивности пульсаций компонент электрического поля e_y' и e_z' (ось y выбрана в направлении магнитного поля, ось x — в направлении основного течения) в плоскости сечения на различных расстояниях от решетки. Были получены также автокорреляционные функции и одномерные тейлоровские спектры. Оказалось, что характер спектров и корреляционных функций не меняется вдоль y и z , за исключением непосредственной близости от стенок канала. Поэтому ниже приведены лишь результаты, относящиеся к точкам сечений с координатами $y=0$, $z=5$ мм. Используемая в опытах аппаратура описана в [5].

В опытах по изучению массопереноса на расстоянии 280 мм от решетки по оси потока вводилась пассивная примесь (линии 1 на фиг. 1 — границы магнитного поля). Ниже по течению на расстоянии 510 мм от решетки располагались две взаимно перпендикулярные гребенки из девятнадцати трубок ($d=0.8$ мм), с помощью которых одновременно брались пробы (объемом 1-2 см³) в продольном и перпендикулярном к магнитному полю направлениях. Отбор для взятия пробы фона располагался перед решеткой.

В качестве пассивной примеси использовались растворы индия в ртути с объемной концентрацией 0.36 г/см³, который по физическим свойствам мало отличается от чистой ртути, а также раствор с объемной концентрацией 4.5 см³. Применение индия обусловлено двумя причинами. Во-первых, индий обладает аномальной растворимостью в ртути (до 60% по весу) по сравнению с другими металлами. Во-вторых, среди современных методов химического анализа одним из наиболее разработанных является метод полярографического анализа содержания именно индия в ртути, ко-

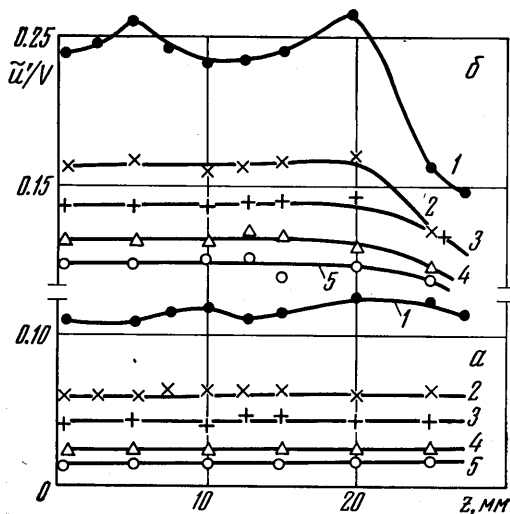
торый позволяет с большой точностью производить измерения при весьма низких концентрациях индия. Здесь был использован стандартный полярографический метод [8], позволяющий измерять концентрацию индия до 10^{-5} г/см³. При анализе использовался полярограф типа Р-60.

2. На фиг. 2 показаны профили интенсивностей продольных пульсаций скорости, измеренные в пяти сечениях на расстояниях $x=25, 50, 100, 200, 400$ мм от решетки



Фиг. 1

при двух значениях магнитного поля: $B=0.08$ тл (фиг. 2, а) и $B=0.8$ тл (фиг. 2, б). Как в слабом магнитном поле, так и в достаточно сильном поле турбулентное течение за решеткой однородно, за исключением областей вблизи твердых границ. При этом в слабом магнитном поле (фиг. 2, а) по мере продвижения от решетки довольно высокая вначале интенсивность возмущений (кривая 1) вследствие турбулентной диссипации быстро снижается и на расстоянии $x=400$ мм (кривая 5) достигает значе-



Фиг. 2

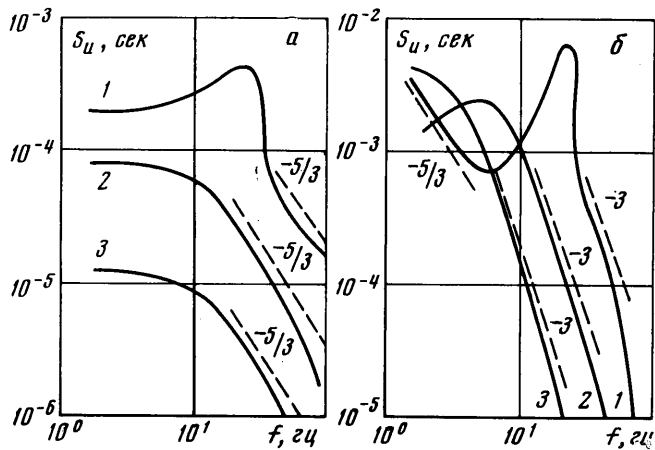
ния, равного интенсивности возмущений для течения в канале, т. е. течение ведет себя так же, как и в отсутствие поля.

Результаты спектрального анализа продольных пульсаций скорости представлены на фиг. 3. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $x=25, 100, 400$ мм при $B=0.08$ тл (фиг. 3, а) и $B=0.8$ тл (фиг. 3, б).

При наличии слабого магнитного поля (фиг. 3, а) турбулентное течение за решеткой имеет такую же структуру, как и в отсутствие поля, т. е. большая часть

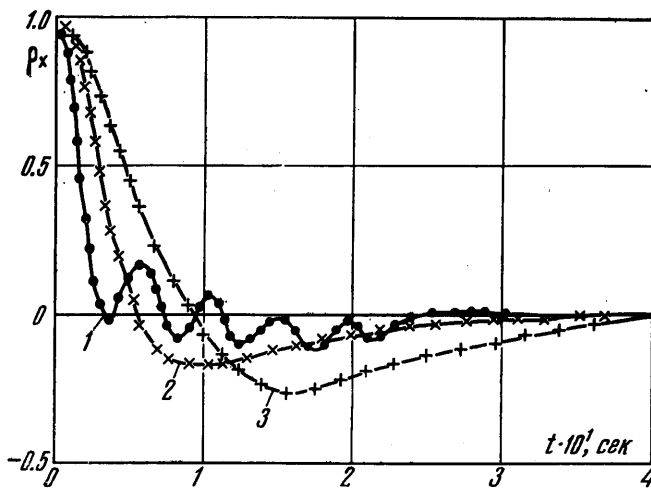
энергии содержится в области высоких частот и формируется характерный для трехмерной турбулентности инерционный интервал с законом $-5/3$.

В сильном магнитном поле структура турбулентности быстро перестраивается в двумерную. Оценка степени приближения структуры турбулентности к двумерной может быть проведена с помощью коэффициента трехмерности $\kappa = 2e_{3/2}/e_{2/2}$. В [5] показано, что в случае однородной и изотропной турбулентности $\kappa = 1$, а в случае двумерной турбулентности $\kappa = 0$. В данных опытах $\kappa = 0.9 \pm 1$ при $B = 0.08$ тл и $1.4 \cdot 10^{-3}$ при $B = 0.8$ тл.



Фиг. 3

Из фиг. 3, б видно, что в достаточно сильном магнитном поле уже на небольших расстояниях от решетки (кривая 1) наблюдаются оба характерных для двумерной турбулентности инерционных интервала — в высокочастотной части спектра с законом -3 , которому соответствует отсутствие потока энергии вверх по спектру, в области низких частот с законом $-5/3$, которому соответствует наличие потока энергии



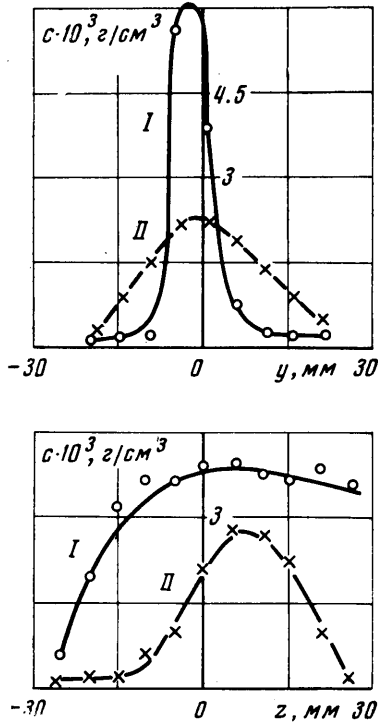
Фиг. 4

в противоположную сторону, т. е. вниз по спектру. По мере удаления от решетки (кривые 2, 3) все большая часть энергии сосредоточивается в возмущениях крупных масштабов.

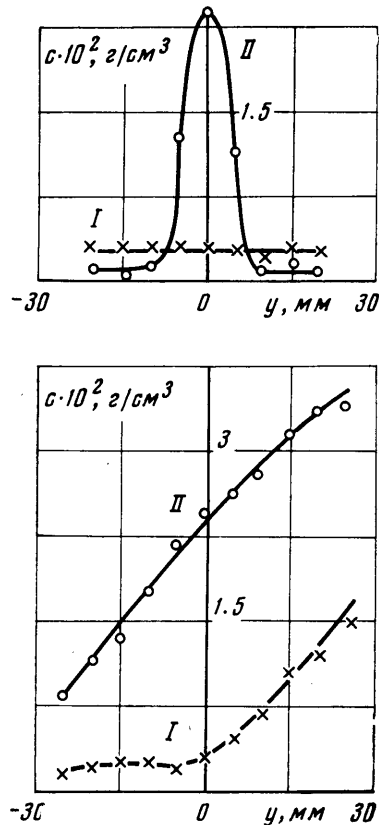
Этот процесс нельзя объяснить подавлением вязкой диссипацией движения в малых масштабах. Например, возмущение с частотой 35 гц по прохождении пути 100 мм должно потерять вследствие вязкой диссипации до 10% своей энергии, а с частотой

10 гц — всего 1%. В то же время, как видно из фиг. 3, б, энергия высоких частот снижается более чем на порядок, тогда как энергия в области малых частот даже несколько возрастает. При этом такой характер изменения спектра происходит на фоне гартмановского торможения возмущений на стенках, перпендикулярных магнитному полю (фиг. 2, б), которое наиболее сильно сказывается на возмущениях крупных масштабов [5].

Таким образом, значительное уменьшение энергии мелкомасштабных возмущений и увеличение энергии возмущений крупных масштабов свидетельствует о наличии существенного переноса энергии вниз по спектру.



Фиг. 5



Фиг. 6

Этот вывод подтверждается также приведенными на фиг. 4 автокорреляционными функциями (кривые 1, 2, 3 соответствуют $x=25, 100, 400$ мм и $B=0.8$ тл). По мере удаления от решетки интегральный масштаб турбулентности увеличивается. 3. Известно, что важной особенностью двумерной турбулентности является отсутствие в ней одной из трех компонент пульсации скорости. К сожалению, измерение всех трех компонент пульсации скорости весьма затруднительно. Поэтому был предпринят качественно иной эксперимент по изучению влияния поля турбулентных пульсаций на перенос пассивной примеси.

Исследования с начальной концентрацией раствора 0.36 г/см³ показали (фиг. 5), что в отсутствие поля перенос пассивной примеси по поперечному сечению канала одинаков (кривые II). В достаточно сильном магнитном поле, равном 0.65 тл, распределение концентрации индия по сечению существенно анизотропно (кривые I): в направлении поля перенос примеси почти отсутствует, тогда как в плоскости, перпендикулярной полю, имеет место существенный перенос. Такой анизотропный характер переноса примеси обязан как раз тому факту, что в течении пульсации скорости существенны лишь в плоскости, перпендикулярной полю, и пренебрежимо малы в направлении поля, т. е. поле турбулентных возмущений в достаточно сильном магнитном поле приобретает двумерную структуру.

Некоторый сдвиг кривых вверх по оси z обусловлен отличием плотности раствора ($\rho=13.1 \text{ г/см}^3$) от плотности ртути в канале. Это подтверждается результатами эксперимента с начальной концентрацией раствора 4.5 г/см^3 , где сдвиг кривых по оси z более выражен (фиг. 6). Кривые I и II соответствуют $B=0$ и $B=0.65 \text{ тл}$.

Авторы благодарят Л. Г. Лойцянского за полезную дискуссию, в ходе которой возникла идея постановки эксперимента, описанного в третьей части работы.

Поступила 11 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Старр В. Физика явлений с отрицательной вязкостью. М., «Мир», 1971.
2. Гаврилин Б. Л., Миранель А. П., Монин А. С. О спектре энергии синоптических процессов. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1972, т. 8, № 5, стр. 483—493.
3. Leith E. Atmospheric predicability and two-dimensional turbulence. J. Atmospheric Sci., 1971, vol. 28, No. 2, pp. 145—161.
4. Кит Л. Г., Цинобер А. Б. О возможности создания и исследования двумерной турбулентности в сильном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1971, № 3, стр. 27—34.
5. Колесников Ю. Б., Цинобер А. Б. Двумерное турбулентное течение за круглым цилиндром. Магнитная гидродинамика, 1972, № 3, стр. 23—31.
6. Колесников Ю. Б. Двумерное турбулентное течение в канале с неоднородной электропроводностью стенок. Магнитная гидродинамика, 1972, № 3, стр. 32—36.
7. Плагник И. А. Корреляционное изучение преобразования поля турбулентных возмущений скорости в МГД-канале. В сб. «Седьмое рижское совещание по магнитной гидродинамике», вып. 1. Рига, «Зинатне», 1972, стр. 31—33.
8. Кит Л. Г., Колесников Ю. Б., Цинобер А. Б., Штерн П. Г. Применение кондукционного анемометра при исследовании МГД-следа за телом. Магнитная гидродинамика, 1969, № 4, стр. 71—77.
9. Брук Б. С. Полярнографические методы. М.—Л., «Энергия», 1965.

УДК 532.526.3

О ПРИРОДЕ ВЛИЯНИЯ ЕДИНИЧНОГО ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ПЕРЕХОД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

А. М. ХАРИТОНОВ, В. В. ЧЕРНЫХ

(Новосибирск)

Анализируются экспериментальные данные о влиянии так называемого единичного числа Рейнольдса Re_1 на переход в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины, полученные в ряде аэродинамических труб в широком диапазоне изменения параметров потока: $M_\infty=2\div 6$ и $Re_1=(10\div 60)\cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. В исследованном диапазоне параметров потока имеет место качественное соответствие в характере изменения числа Рейнольдса перехода Re_* и пульсаций давления с ростом единичного числа Рейнольдса. Предложен корреляционный параметр, учитывающий интенсивность и масштаб возмущений, который позволяет обобщить имеющиеся экспериментальные данные.

Показано, что эффект единичного числа Рейнольдса представляет собой результат совместного влияния на переход акустических возмущений и степени притупления передней кромки модели.

В течение ряда лет в литературе обсуждается вопрос о влиянии на переход в пограничном слое размерного параметра, который по установившейся терминологии именуется единичным числом Рейнольдса $Re_1=(U/v)_\infty$. Рядом исследователей [1—3] показано, что наблюдается рост числа Рейнольдса перехода Re_* с увеличением единичного числа Рейнольдса. Достаточно подробные обзоры экспериментальных данных по влиянию этого размерного параметра на переход приведены в [1, 2]. Можно отметить, что опубликованные в настоящее время экспериментальные данные по этому вопросу часто носят противоречивый характер и пока еще нет ясности, как учесть или исключить влияние этого параметра.

Наибольшие трудности при изучении перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный обусловлены взаимосвязанным влиянием на это явление различных