

О НЕКОТОРЫХ ОБЩИХ СВОЙСТВАХ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТРУБАХ И ИХ ИССЛЕДОВАНИИ ПРИ ПОМОЩИ КОНДУКЦИОННЫХ АНЕМОМЕТРОВ

Г. Г. БРАНОВЕР, Ю. М. ГЕЛЬФГАТ, Л. Г. КИТ, А. Б. ЦИНОБЕР

(Рига)

В настоящее время пройден уже некоторый начальный этап в изучении осредненных по времени характеристик турбулентных магнитогиродинамических течений в трубах. Выявлен ряд особенностей таких течений и разработаны удовлетворительные способы расчета. Дальнейшее изучение этого вопроса и физическое истолкование наблюдаемых эффектов все настоятельнее требует непосредственного изучения локальных характеристик турбулентности, прежде всего интенсивности пульсаций скоростей.

Начиная с первых работ Гартмана, принято говорить о подавлении турбулентности в трубах магнитным полем. Однако более подробному анализу механизма этого явления уделялось пока недостаточно внимания. Рассмотрим этот вопрос более подробно в предположении, что $R_m \ll 1$.

В ряде теоретических работ исследуется устойчивость ламинарного магнитогиродинамического течения. Получены критерии устойчивости $R_* = f(H)$.

В экспериментальных исследованиях критерии смены режимов установлены путем сопоставления измеренных значений сопротивления с вычисленными по теории ламинарных течений. Эти критерии оказываются выше вычисленных теоретически. Такое превышение может быть легко объяснено следующим обстоятельством. Во всех экспериментах, проводимых для снятия различных характеристик турбулентных магнитогиродинамических течений, длина полюсов магнита ограничена, а потоки на входе в рабочий канал турбулентны. Это создает условия, при которых используемый в теоретических работах метод бесконечно малых возмущений неприемлем, так как в участок канала, расположенный между полюсами магнита, поступают конечные возмущения. Вследствие этого устойчивость понижается и течение ламинаризуется при существенно больших напряженностях магнитного поля. Получаемые в экспериментах по измерению гидравлического сопротивления значения этого критерия и будут, по-видимому, нижней границей существования устойчивого турбулентного магнитогиродинамического течения.

Описанное выше явление аналогично тому, что наблюдается в общей гидродинамике. Напомним, что и там полученные для плоского течения Пуазейля значения критического числа Рейнольдса по теории бесконечно малых возмущений оказываются выше экспериментальных значений. Конечные возмущения снижают устойчивость, в результате чего устойчивое турбулентное течение может существовать до чисел Рейнольдса, меньших чем те, которые найдены по теории. Ниже этих чисел Рейнольдса существуют только устойчивые ламинарные течения, а это значит, что возмущения, поступающие в трубу, должны гаситься по мере продвижения по трубе.

На основании высказанных здесь соображений может быть построена следующая физическая картина явлений, имеющих место на участке между полюсами магнита.

При значениях H/R , больших критических, в потоке не существует пульсаций, генерируемых здесь же, но могут быть возмущения, поступающие со входа в рабочий участок. Эти пульсации по мере своего движения вдоль канала должны терять энергию посредством вязкой и джоулевой диссипации. Следует обратить внимание на различие в действиях вязких и электромагнитных сил. Дело в том, что действие вязких сил не зависит от ориентации возмущения, в то время как электромагнитные силы существенно анизотропны. Поэтому следует ожидать, что под влиянием магнитного поля даже изотропное поле возмущений будет становиться анизотропным.

Для того чтобы выяснить главные тенденции, характерные для перестроения возмущенного движения под действием магнитного поля, обратимся к результатам исследования МГД-турбулентности методами спектральной теории. Хотя эти результаты относятся к однородной турбулентности, можно полагать, что они в качественном отношении справедливы и в рассматриваемом случае неоднородной турбулентности в трубах.

Будем предполагать, что турбулентность однородна и что $R_m \ll 1$. Тогда можно, исходя из магнитогидродинамической системы уравнений, получить известным из общей гидродинамики путем [1] следующее уравнение для спектрального двухточечного тензора поля турбулентных скоростей:

$$\frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial t} = \Omega_{ij} - 2\nu k^2 \Phi_{ij} - \frac{2\sigma B^2}{\rho} \frac{k_3^2}{k^2} \Phi_{ij} \quad (1)$$

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \langle v_i v_j \rangle e^{-ikr} dr \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{k}(k_1, k_2, k_3)$ — волновой вектор, причем предполагается, что магнитное поле приложено в направлении компоненты волнового вектора k_3 ; \mathbf{r} — радиус-вектор, соединяющий рассматриваемые точки.

Что касается Ω_{ij} , то этим символом обозначена совокупность членов, соответствующая тройным моментам компонент скоростей и моментам давления и скорости в двух точках.

Смысл первых двух членов в правой части уравнения (1) тот же, что и в общей гидродинамике, т. е. первый из них соответствует нелинейным процессам передачи энергии, а второй — вязкой диссипации энергии. Последний член правой части соответствует, как легко понять, джоулевой диссипации энергии.

Выбрав некоторым образом характерные значения длины и скорости, легко придать уравнению (1) безразмерный вид. Если еще обозначить $k_3^2 / k^2 = \cos^2 \theta$, где θ — угол между волновым вектором и направлением магнитного поля, получим

$$\frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial t} = \Omega_{ij} - \frac{2}{R} k^2 \Phi_{ij} - 2N \cos^2 \theta \Phi_{ij} \quad (3)$$

При рассмотрении начального периода изменения турбулентности вследствие наложения магнитного поля, так же как при рассмотрении конечной стадии вырождения турбулентности, нелинейными эффектами можно пренебречь и, соответственно, член Ω_{ij} в уравнении (3) опустить.

Такое рассмотрение для конечной стадии вырождения турбулентности в присутствии магнитного поля впервые провел Ленерт [2], а затем и другие авторы [3–9]. Начальный период рассмотрен в работах [9, 10].

Пренебрегая в (4) нелинейными членами и интегрируя, получаем

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij}^{\circ} \exp \{-2(k^2 / R + N \cos^2 \theta)t\} \quad (4)$$

где Φ_{ij}° соответствует начальному моменту времени.

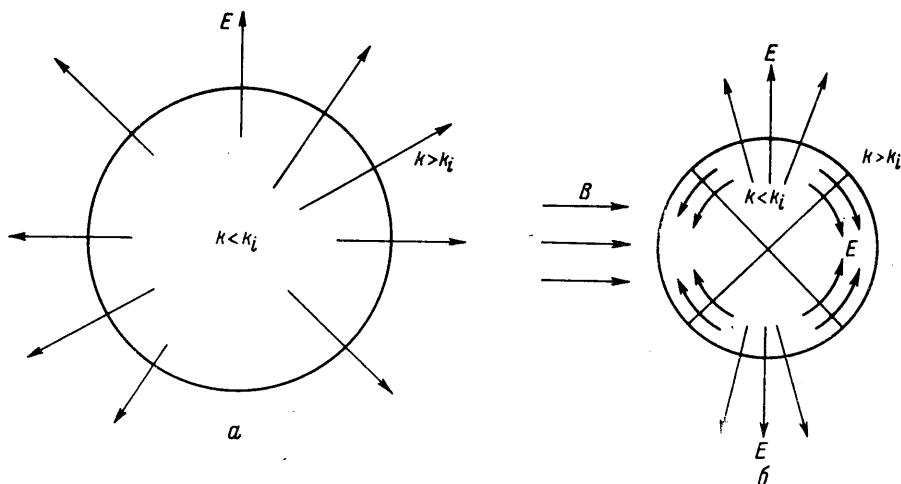
Из (4) сразу следует, что магнитное поле приводит к анизотропии турбулентности. Действительно, даже если в начальный момент имела место изотропия, т. е. тензор Φ_{ij}° изотропен, то все же Φ_{ij} неизотропен вследствие присутствия множителя $\exp \{-2Nt \cos^2 \theta\}$. В отсутствие магнитного поля ($N = 0$) Φ_{ij} остается изотропным, поскольку $\exp \{-2R^{-1}k^2 t\}$ от направления вектора \mathbf{k} не зависит.

Далее из (4) видно, что медленнее всего затухают возмущения с малыми значениями k_3 . Для таких возмущений велик масштаб в направлении магнитного поля $l_{\parallel} \sim 1/k_3$. Другими словами, структура турбулентности асимптотически стремится к двумерной. Этот результат получен, по-видимому, впервые Ленертом [2]. С другой стороны, как показали расчеты Дайслера [3], а также Нестлероде и Ламли [10], с течением времени или с увеличением напряженности магнитного поля $\langle v_3^2 \rangle$ убывает медленнее, чем интенсивности других компонент пульсаций скорости, причем $\langle v_1^2 \rangle = \langle v_2^2 \rangle$. Как легко убедиться, это не противоречит выводам Ленерта о том,

что масштаб пульсаций в направлении магнитного поля становится с течением времени значительно больше, чем поперечный масштаб, т. е. убывает медленнее чем поперечный. Действительно, обратимся к уравнению неразрывности для пульсаций скоростей

$$\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0$$

Согласно [3, 10] $v_1 \sim v_2$. Обозначим скорости в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, символом v_{\perp} , а соответствующие им масштабы — l_{\perp} . Тогда порядок величины первых двух членов в уравнении неразрывности v_{\perp} / l_{\perp} . Аналогично порядок величины третьего члена — $v_{\parallel} / l_{\parallel}$. Из уравнения неразрывности следует $v_{\perp} / l_{\perp} \geq v_{\parallel} / l_{\parallel}$. Отсюда видно, что



Фиг. 1

если v_{\parallel} уменьшается медленнее, чем v_{\perp} , то l_{\parallel} также должно убывать медленнее, чем l_{\perp} .

Рассмотрим теперь, каковы некоторые общие закономерности воздействия магнитного поля на однородную турбулентность в случае, когда в уравнении (3) нелинейными членами Ω_{ij} пренебрегать нельзя. Как известно, нелинейные — инерционные члены — отражают в отсутствие магнитного поля перенос энергии от возмущений с малыми волновыми числами к возмущениям с большими волновыми числами. Можно показать, что в присутствии магнитного поля, помимо этого, имеет место поток энергии из области волнового пространства, где $\cos \theta = k_3 / k \sim 0$, в область, где $\cos \theta = k_3 / k \sim 1$. Иначе говоря, в отсутствие магнитного поля энергия передается в волновом пространстве из внутренней части сферы радиуса $k_i \sim 1 / l_i$ (l_i — внутренний колмогоровский масштаб турбулентности), во внешнюю по отношению к сфере часть пространства (фиг. 1, а). В присутствии же магнитного поля энергия передается из внешности конуса, ось которого параллельна магнитному полю в область, ограниченную этим конусом (фиг. 1, б), где она превращается в джоулево тепло [9, 10].

Для того чтобы убедиться в справедливости сказанного, прежде всего, обратим внимание на то, что наибольшая джоулева диссипация происходит в той же части спектра, где сосредоточена основная турбулентная энергия, но энергонесущие возмущения с различным направлением волнового вектора вносят неодинаковый вклад в джоулеву диссипацию. Это вытекает непосредственно из рассмотрения члена $2\sigma B^2 \rho^{-1} \cos^2 \theta \Phi_{ij}$, выражаю-

щего в уравнении (4) джоулеву диссипацию. При фиксированном угле θ джоулева диссипация прямо пропорциональна спектральной плотности кинетической энергии Φ_{ij} , при фиксированном же значении модуля вектора наибольшая джоулева диссипация имеет место в возмущениях с $\cos \theta \approx 1$ и наименьшая — в возмущениях с $\cos \theta \approx 0$. Это и обуславливает поток энергии из области $\theta \approx 1/2\pi$ в область $\theta = 0$. Порядок величины угла α при вершине конуса в волновом пространстве, внутри которого происходит джоулева диссипация, может быть определен из следующего выражения [11]:

$$\cos^2 \alpha = \int_0^1 \cos^2 \theta \Phi_{ij} d \cos \theta \left(\int_0^1 \Phi_{ij} d \cos \theta \right)^{-1} \quad (5)$$

Интересно, что конкретный вид зависимости Φ_{ij} от θ слабо влияет на величину α и во всех случаях $\alpha \approx 60^\circ$.

Все сказанное выше в принципе можно отнести к турбулентному течению, вступающему в магнитное поле.

Перейдем теперь к рассмотрению закономерностей генерации турбулентности в потоке, находящемся в магнитном поле.

Допустим, что для возмущений самого крупного возможного в присутствии данного магнитного поля масштаба l_e отношение электромагнитных сил к силам инерции имеет порядок единицы, т. е.

$$\frac{\sigma B_0^2 l_e}{\rho v_e} = N_{l_e} \sim 1$$

Тогда по мере увеличения B_0 величина l_e / v_e должна убывать.

При этом v_e убывает медленнее, чем l_e . Это вытекает из следующего рассмотрения. Энергия, отбираемая турбулентным движением от осредненного и передаваемая по спектру от низкочастотных возмущений к высокочастотным, пропорциональна величине v_e^3 / l_e . В присутствии магнитного поля эта энергия, как показывает экспериментальное изучение сопротивлений в турбулентных течениях, всегда уменьшается. Поэтому для возмущений самых крупных — «внешних» масштабов всегда должно соблюдаться неравенство $v_{em}^3 / l_{em} \lesssim v_{e0}^3 / l_{e0}$, где индексы m и 0 относятся к случаю с магнитным полем и без него соответственно. Так как при фиксированном числе R отношение $v_{e0}^3 / l_{e0} = \text{const}$, то отсюда следует:

$$v_{em} \leq \text{const} (l_{em})^{1/3}$$

Возвращаясь к вопросу о видоизменении спектра в магнитном поле, обратим еще внимание на то, что и наиболее высокие частоты должны исчезать. В самом деле, поскольку $v_{em}^3 / l_{em} \leq v_{e0}^3 / l_{e0}$ и, кроме того, в процессе передачи энергии по спектру часть энергии также расходуется на джоулевы потери, то поэтому ясно, что вся турбулентная энергия окажется рассеянной прежде чем достигнет возмущений с масштабом, равным внутреннему масштабу в отсутствие магнитного поля.

Итак, априори получается весьма своеобразная картина гидродинамической турбулентности. Конечно, обрисованная картина нуждается в самой обстоятельной экспериментальной проверке. Каковы же современные возможности экспериментального исследования МГД-турбулентности? Перейдем к рассмотрению этого вопроса.

Наиболее приемлемой жидкой средой в таких экспериментах будут расплавленные металлы, ибо лишь они дают возможность получить такие значения критериев магнитогидродинамического взаимодействия, которые достаточны для существенного влияния на турбулентность.

Применение в потоках жидких металлов имеющихся в настоящее время способов для изучения пульсаций скоростей сопряжено со многими трудно-

стями. Это относится, прежде всего, к измерительным устройствам (термоанемометру, динамическим измерителям, кондукционному анемометру). Специфическим оказываются и требования к экспериментальной установке, рабочим каналам и т. п. Остановимся вкратце на этих проблемах, начав с измерительных устройств.

Сложность применения термоанемометров обусловлена тремя обстоятельствами: во-первых, при работе с жидкостями значительной плотности (ртуть, галлий и т. п.) необходимо для обеспечения прочности и жесткости датчиков увеличивать их габариты, что ведет к повышению тепловой инерции и осреднению результатов по большим объемам; во-вторых, в МГД-потоках необходимо изолировать нить термоанемометра от электропроводящей жидкости, что также приводит к увеличению тепловой инерции; в-третьих, имеющиеся в жидком металле пленки окислов могут быстро загрязнить датчик и вывести его из строя.

Основным недостатком динамических измерителей являются большие габариты и значительная инерционность, что допускает их применение только для измерения крупномасштабной турбулентности.

Далее подробно остановимся на вопросе о кондукционном анемометре, который является специфически магнитогидродинамическим измерительным прибором. Основные достоинства такого устройства — простота конструкции и сравнительно небольшая величина возмущений, вносимых им в поток, и его безынерционность.

Главным недостатком кондукционного анемометра является сложная связь между скоростью и напряженностью электрического поля

$$\text{grad } \varphi = \mathbf{U} \times \mathbf{B} - \sigma^{-1} \mathbf{j} \quad (6)$$

Вычислить точно априори распределение \mathbf{j} по сечению потока при турбулентном течении обыкновенно нельзя.

Экспериментально могут быть получены по отдельности три компонента градиента потенциала. Если иметь в виду лишь пульсационные величины и рассматривать течение в магнитном поле $\mathbf{B}(0, B, 0)$, то из (1) получается следующая связь между компонентами градиента потенциала, скорости и электрического тока

$$\frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} = -v_3 B - \frac{1}{\sigma} j_1', \quad \frac{\partial \varphi'}{\partial x_2} = \frac{1}{\sigma} j_2', \quad \frac{\partial \varphi'}{\partial x_3} = v_1 B - \frac{1}{\sigma} j_3' \quad (7)$$

Понятно, что для вычисления мгновенного значения пульсационной скорости по результатам измерений градиента потенциала надо знать мгновенное значение пульсации электрического тока. Данные об этом токе можно было бы в принципе получить, измеряя пульсации индуцированного магнитного поля. Однако измерения должны производиться одновременно с измерениями разности потенциалов и притом непосредственно в межэлектродном пространстве, а это едва ли осуществимо с технической точки зрения. Если подвергать данные измерений пульсаций потенциала статистической обработке, например вычислять среднеквадратические величины, то определить пульсации скорости еще труднее. В самом деле, из (7) следует, что

$$\left\langle \frac{\partial \varphi'^2}{\partial x_1} \right\rangle = B^2 \langle v_3^2 \rangle + \frac{1}{\sigma^2} \langle j_1'^2 \rangle + \frac{2B}{\sigma} \langle v_3 j_1' \rangle, \quad \text{и т. д.} \quad (8)$$

Как следует из (8), для вычисления среднеквадратических значений пульсации скорости необходимо знать не только среднеквадратические значения пульсаций электрического тока, но также и средние значения корреляций пульсаций скорости и электрического тока $\langle v_3 j_1' \rangle$ и $\langle v_j j_3' \rangle$. Все сказанное заставляет признать, что кондукционный анемометр позволяет

получать лишь качественные, но не количественные сведения о турбулентности. Уместно подчеркнуть, что это утверждение одинаково справедливо при любой величине проводимости среды. Действительно, если, как и ранее, магнитное число Рейнольдса $R_m \ll 1$, из уравнений Маковелла и закона Ома получаются уравнения

$$\mathbf{E} = \frac{1}{R_m} \operatorname{rot} \mathbf{b} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}, \quad \nabla^2 \mathbf{b} = R_m \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

Второе из этих уравнений заменой $\mathbf{b} = R_m \mathbf{b}^*$ приводится к виду

$$\nabla^2 \mathbf{b}^* = \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

Таким образом, \mathbf{b}^* не зависит от R_m (т. е. от проводимости жидкости), если граничные условия не зависят от проводимости жидкости (например, стенки ограничивающие область течения изолированы или идеальные проводники). Кроме того, при измерении турбулентных пульсаций граничные условия, по-видимому, не будут оказывать заметного влияния в большей части потока и лишь в непосредственной близости от стенки это влияние может проявиться.

Обращаясь к первому уравнению, получаем, что $\mathbf{E} = \operatorname{rot} \mathbf{b}^* + \mathbf{u} \times \mathbf{B}$, тем самым $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$ не зависит от R_m , а следовательно, проводимости жидкости¹.

Известны различные предположения, касающиеся мер, уменьшающих влияние индуцированных токов на показания измерителя. Однако, несмотря на сравнительно большое число работ, посвященных исследованию этого способа измерения скоростей [12-15], надежные систематические результаты с его помощью еще не получены.

Следующая серьезная проблема при изучении МГД-турбулентности — организация потока, в котором намечаются измерения турбулентных пульсаций. Эта проблема имеет большое значение и для правильного истолкования результатов измерения пульсаций скорости. Сложность ее состоит в следующем. Любые пульсации расхода или индуцируемые в окрестности датчика переменные электрические поля могут быть ошибочно приняты за полезный сигнал. Поэтому использование в эксперименте контуров с механическими насосами и насосами индукционного типа нежелательно. Кроме того, имитировать сигнал могут возмущения, возникающие в различного рода диффузорах, краях, переходниках. Свободным от указанных недостатков был бы, по-видимому, контур, выполненный из труб неизменного по всей длине сечения с кондукционным насосом. Другим вариантом представляется контур, выполненный из труб переменного сечения, но с ламинаризатором типа хоней комба, установленным перед рабочим участком. Целесообразно ламинаризатор и рабочий участок сопрягать посредством конфузора, который обеспечивает дополнительное подавление возмущений на входе.

Ниже следует описание результатов экспериментального исследования, выполненного на ртутном контуре с баком постоянного напора, подробно описанном в [16]. Рабочие трубы были изготовлены из оргстекла и имели поперечное сечение прямоугольной формы 1.5 см^2 . Общая длина труб равнялась 45 см , участок в магнитном поле 38 см . По оси трубы устанавливались два кондукционных анемометра, выполненных в виде держателя с присоединенными к нему медными электродами, выдвинутыми вперед по потоку. Расстояние между электродами 2.5 мм . Конструкция зонда обеспечивала жесткое крепление датчика и малые возмущения, вносимые им в поток. Для обеспечения надежного контакта с ртутью концы электродов амальгамировались азотнокислой ртутью.

¹ Заметим, что здесь речь идет о зависимости от проводимости, вытекающей из закона Ома, на котором основан принцип работы кондукционного датчика. Естественно, что \mathbf{E} будет зависеть от проводимости через средство профиля скорости, который определяется в числе других параметров и проводимостью жидкости.

Первый датчик располагался на расстоянии 5 см от входа потока в зазор магнита, второй — на расстоянии 35 см от входа. Все измерения были произведены при такой ориентации датчика и магнитного поля, что разность потенциалов $\Delta\varphi$ соответствовала продольной составляющей пульсации скорости, т. е.

$$\Delta\varphi' = \varphi_2' - \varphi_1 = vBl - \frac{j_1'}{\sigma}l$$

где l — расстояние между электродами.

Для качественных оценок принималось, что

$$v \sim \frac{\Delta\varphi'}{Bl}$$

откуда

$$(\langle v^2 \rangle)^{1/2} \sim \frac{(\langle \Delta\varphi'^2 \rangle)^{1/2}}{Bl}$$

Первая труба располагалась между полюсами магнита так, что короткая сторона ее сечения была параллельна силовым линиям магнитного поля, и таким образом реализовалось течение типа Гартмана. Вторая труба устанавливалась так, что ее длинная сторона сечения располагалась параллельно магнитным силовым линиям. В этом случае поток был близок к плоскому в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, и потому магнитное поле весьма слабо взаимодействовало с осредненным течением. Таким образом, имелась возможность измерять турбулентные пульсации в двух существенно различных случаях и на разных расстояниях от передней кромки магнита.

Усиление сигналов, воспринимаемых датчиком, обеспечивалось транзисторным усилителем. Для уменьшения собственных шумов усилителя первые три его каскада собраны на малошумящих транзисторах типа П9А, причем с целью еще большего снижения уровня шумов на входе первый каскад, собранный по схеме с общим эмиттером, работает при малом токе коллектора (0,3 ма) и малом напряжении коллектор — база (1,3 в).

Для получения среднеквадратических значений использовался вольтметр эффективных значений ВЗ-6, предназначенный для измерения как синусоидальных напряжений, так и напряжений шумовых сигналов в полосе частот 5 гц — 1 мгц.

Измерения проводились при числах Рейнольдса $R = 25400$ и $R = 14000$ и числах Гартмана $0 \leq H \leq 161$ (за характерный размер при определении R и H принималась половина размера короткой стороны трубы).

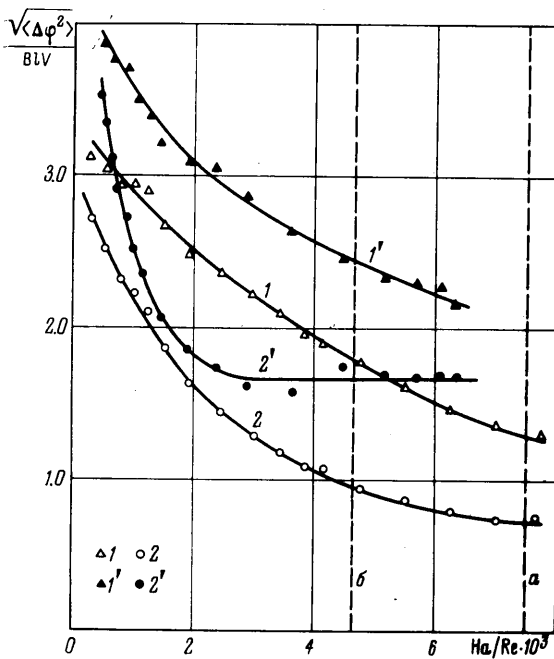
Результаты экспериментов представлены на фиг. 2: данные 1 и 1' — датчик установлен на расстоянии 10 характерных размеров сечения от входа потока в магнитное поле; данные 2 и 2' — датчик установлен на расстоянии 70 характерных размеров сечения от входа потока в магнитное поле; данные 1 и 2 — для канала, расположенного длинной стороной сечения параллельно полю; данные 1' и 2' — для канала, расположенного длинной стороной сечения перпендикулярно полю. Линии а и б указывают критические значения $(H/R)_*$ для каналов 1 и 2 соответственно.

Из графиков видно, что при малых значениях H/R , т. е. при малом воздействии поля на течение $H/R = (2.53 \div 4.46) \cdot 10^{-4}$ относительная интенсивность пульсаций, вычисленная по указанной выше методике, составляет

$$\frac{(\langle v_1^2 \rangle)^{1/2}}{v} = (3.52 \div 2.71) \cdot 10^{-2}.$$

Эта величина действительно оказывается одного порядка с величинами $(\langle v_1^2 \rangle)^{1/2} / v$, определенными для аналогичного случая течения (плоская труба) в отсутствие магнитного поля. По данным [17, 18] в центре плоской трубы относительная интенсивность пульсаций в отсутствие магнитного поля составляет 3—4%. Из графиков, представленных на фиг. 2 видно, что с увеличением числа Гартмана интенсивность турбулентных пульсаций уменьшается, причем это уменьшение проявляется значительно сильнее в конце рабочего участка. Однако в обоих случаях ориентации экспериментальной трубы сохраняется значительная интенсивность турбулентности и при таких отношениях H/R , которые больше $(H/R)_*$, соответствующего полной ламинаризации, если судить по коэффициенту сопротивления [19]. Об этом явлении сообщалось ранее в публикации [20], а также в работе [21].

Попытка объяснить совокупность этих результатов приводит к следующей гипотетической картине. При $H/R > (H/R)_*$ генерация турбулентности на участке с магнитным полем полностью прекращается. Однако турбулентные возмущения, приносимые течением из участков, расположенных выше по потоку, затухают не сразу. В процессе затухания под действием магнитного поля проявляются те закономерности, которые были рассмотрены выше применительно к однородной турбулентности, а именно u_{\perp} уменьшается быстрее, чем u_{\parallel} и соответствующие энергосодержащим частям спектров значения l_{\parallel} становятся значительно больше l_{\perp} . Такая «одномерная турбулентность», характеризующаяся низкими частотами, может сохраняться, несмотря на присутствие магнитного поля, на значительной длине трубы, рассеивая свою



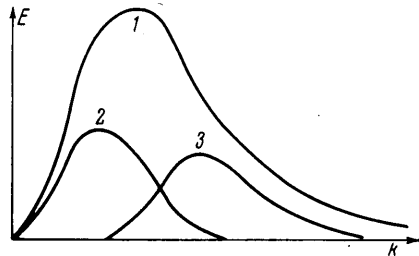
Фиг. 2

энергию преимущественно за счет вязкости. Это согласуется с экспериментальными результатами. Действительно на фиг. 2 видно, что интенсивность турбулентности убывает по длине потока. Параллельно с этим можно представить себе и другое явление — поворот турбулентных вихрей, вступающих в магнитное поле, происходящий в таком направлении, чтобы вектор вихря стал параллелен магнитному полю. При этом расположении достаточно протяженный в направлении поля вихрь вообще с ним не взаимодействует. О том, что такой поворот в присутствии магнитного поля в принципе возможен, свидетельствуют специальные эксперименты, в которых осуществлялось визуальное наблюдение подкрашенных вихрей в потоке электролита, обтекающего цилиндр [22]. В этой работе показано также существование сил, обуславливающих поворот вихря.

Получается парадоксальный результат, состоящий в том, что при полном совпадении экспериментального коэффициента сопротивления с теоретическим значением для ламинарного течения, в потоке сохраняется значительная интенсивность пульсации скорости. Нецелесообразно подробно обсуждать и анализировать этот факт применительно к течению Гартмана, поскольку сильное увеличение сопротивления в результате эффекта Гартмана может, вообще говоря, завуалировать вклад сохраняющихся пульсаций скорости в коэффициент сопротивления. В случае же расположения трубы длинной стороной сечения вдоль поля эффект Гартмана почти отсутствует и соответствие коэффициента сопротивления теории ламинарных течений красноречиво свидетельствует о том, что сохраняющиеся в магнитном поле пульсации скорости не отбирают энергию у осредненного течения.

Анализ спектрального состава сохраняющихся пульсаций скорости приводит к выводу, что наибольшая энергия возмущенного движения сосредоточена в области малых волновых чисел.

Здесь нужно снова напомнить, что измерения пульсаций проводились кондукционным анемометром, показания которого зависят не только от величины измеряемой компоненты пульсации, но и от пульсационной компоненты электрического тока в перпендикулярном к данной компоненте скорости направлении. В результате при экспериментальном изучении сильно анизотропной турбулентности кондукционный анемометр при любом расположении электродов, по-видимому, дает некоторые виртуальные показания, соответствующие как по амплитуде, так и по частоте наиболее энергонесущей компоненте пульсаций скорости.



Фиг. 3

Нетрудно убедиться, что для совокупности сносимых потоком возмущений, представляющих собою длинные параллельные друг другу вихри, одноточные моменты $\langle v_1 v_2 \rangle$ равны нулю. Таким образом, такая двумерная турбулентность не меняет энергию осредненного движения и не осуществляет перераспределение количества движения в нем.

Понятно также, что из числа этих вихрей, не взаимодействующих с магнитным полем, наиболее долго на большей длине потока сохраняются самые крупные, низкочастотные, поскольку они в относительно меньшей степени подвержены действию вязкости.

Остается еще ответить на вопрос о том, почему не может также и генерироваться одномерная или двумерная турбулентность? В отношении одномерной турбулентности дело обстоит совсем просто. В рассматриваемом случае сохраняющаяся компонента пульсаций, как и магнитное поле, направлена перпендикулярно основному течению. Но в таком случае отсутствует механизм отбора энергии от основного течения и возмущения могут быть лишь затухающими. Что же касается невозможности генерирования турбулентности в виде двумерных возмущений, то здесь можно сослаться на известный в общей гидродинамике результат, состоящий в том, что переход к турбулентности происходит только при посредстве трехмерных возмущений [23].

Хотя до настоящего времени еще не получены надежные экспериментальные данные, которые позволили бы построить кривую спектральной плотности энергии рассмотренной затухающей турбулентности, можно полагать, что эта кривая имеет вид 2, показанный на фиг. 3. На той же фи-

гуре показан предположительный вид I кривой спектральной плотности турбулентной энергии на большом удалении от вступления потока в магнитное поле в случае, когда $H/R < (H/R)^*$ и происходит еще генерация турбулентности в области высоких волновых чисел (кривая \mathcal{E}). Кривая I соответствует течению в отсутствие магнитного поля.

Поступило 21 V 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
2. Lehnert B. The decay of magnetoturbulence in the presence of a magnetic field and coriolis force. *Quart. Appl. Math.* 1955, vol. 12, No. 4.
3. Deissler, R. B. Magneto-fluid-dynamic turbulence with a uniform imposed magnetic field. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, No. 9.
4. Елисеев Б. В. Загухание однородной турбулентности в слабопроводящей жидкости. Докл. АН СССР, Сер. матем. физ., 1965, т. 161, № 3.
5. Nihoul J. C. Y. The stochastic transform and the study of homogenous turbulence. *Physica*, 1965, vol. 31, No. 2.
6. Nihoul J. C. Y. Asymptotic law of decay of homogeneous Magnetoturbulence. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 31, No. 2.
7. Прудников М. М. Однородная плазменная турбулентность в сильном магнитном поле. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 4.
8. Лесоск Р. Contribution a l'etude des portes de change et profils de vitesse en ecoulement en magnetohydrodynamique. *Bull. centre rech. et essais Chatou*, 1964, vol. 8.
9. Moffatt H. K. On the suppression of turbulence by a uniform magnetic field. *J. Fluid Mech.*, 1967, vol. 28, No. 3.
10. Nestlerode J. A., Lumley J. L. Initial response of the spectrum of isotropic turbulence to the sudden application of a strong magnetic field. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, No. 9.
11. Мореау Р. On magnetohydrodynamic turbulence. Доклад на VI Рижском совещании по магнитной гидродинамике, Рига, сентябрь 1968.
12. Grossman L. M., Shay E. A. Turbulent velocity measurements. *Mech. Engng.* 1949, vol. 71.
13. Grossman L. M., Charwat A. F. The measurement of turbulent velocity fluctuations by the method of electromagnetic induction. *Rev. Sci. Instrum.* 1952, vol. 23.
14. Kolin A. Electromagnetic velometry, I. A. method for the determination of fluid velocity in space and time. *J. Appl. Phys.*, 1944, vol. 15.
15. Kolin A., Reiche F. Electromagnetic velometry II. Elimination of the effects of induced currents in explorations on the velocity distribution in axially symmetric flow. *J. Appl. Phys.*, 1954, vol. 25.
16. Брановер Г. Г., Васильев А. С., Гельфгат Ю. М., Щербинин Э. В. Турбулентное течение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. *Магнитная гидродинамика*, 1966, № 4.
17. Laufer J. Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. *NASA Techn. Rept.* 1954, 1053.
18. Минский Е. М. Характеристики вполне развившегося турбулентного движения при больших числах Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1945, т. 29, № 5.
19. Брановер Г. Г. Сопrotвление магнитогидродинамических труб. *Магнитная гидродинамика*, 1967, № 4.
20. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М., Кит Л. Г., Цинобер А. Б. Некоторые результаты исследования МГД-турбулентности кондукционными анемометрами. Докл. на VI Рижском совещании по магнитной гидродинамике, Рига, сентябрь 1968, стр. 11.
21. Слюсарев Н. М. Экспериментальное исследование влияния магнитного поля на турбулентные пульсации скорости. Докл. на VI Рижском совещании по магнитной гидродинамике, Рига, сентябрь 1968, стр. 8.
22. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М., Турунтаев С. В., Цинобер А. Б. Влияние поперечного магнитного поля на возмущения скорости за обтекаемым электролитом круглым цилиндром. *Магнитная гидродинамика*, 1969, № 3.
23. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three-dimensional nature of boundary-layer instability. *J. Fluid. Mech.*, 1962, vol. 12, No. 1.