

МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ЗА РЕШЕТКОЙ В ЗАМКНУТОМ ЗАТУХАЮЩЕМ ПОТОКЕ ЖИДКОГО НАТРИЯ *

П.Г. Фрик, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

В.И. Носков, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

Р.А. Степанов, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

С.А. Денисов, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

Для цитирования:

Фрик П.Г., Носков В.И., Степанов Р.А., Денисов С.А. МГД-турбулентность за решеткой в замкнутом затухающем потоке жидкого натрия // Вестник Пермского федерального исследовательского центра. – 2021. – № 2. – С. 6–14. <https://doi.org/10.7242/2658-705X/2021.2.1>

В работе экспериментально исследованы процессы формирования турбулентных потоков жидкого металла в тороидальном канале при больших числах Рейнольдса и умеренных магнитных числах Рейнольдса, а также процессы переноса магнитного поля в таких потоках. Проведены измерения характеристик поля скорости импульсного турбулентного течения натрия за различными решетками, установленными в канале. Использовались решетки с шагом 15 мм и 31 мм, причем в канал устанавливались либо одна решетка, либо две. Показано, что динамика импульсного турбулентного потока в канале с решетками существенно отлична от той, что наблюдается в свободном канале, где турбулентность развивается на масштабах сечения канала. Измерения характеристик пульсаций скорости и магнитного поля показали, что индукционные эффекты в нестационарном импульсном потоке успевают проявиться в полной мере. Получены спектры пульсаций скорости и магнитного поля.

Ключевые слова: турбулентность за решеткой, жидкий металл, магнитная гидродинамика.

Введение

Турбулентность за решеткой – одна из базовых задач при исследовании однородной, изотропной турбулентности в трубах и каналах, а также в замкнутых объемах (в этом случае решетка проходит сквозь жидкость, возбуждая турбулентность с заданным характерным масштабом во всем объеме). В магнитной гидродинамике

(МГД) турбулентность за решеткой изучалась в основном в контексте воздействия внешнего магнитного поля на изотропную мелкомасштабную турбулентность. Эксперименты проводились как в стационарных турбулентных потоках в каналах [9, 10, 12, 13], так и в свободновырождающейся турбулентности, генерируемой решеткой в замкнутом объеме [4, 11].

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Пермского края (проект РФФИ-Урал №17-41-590059р).

Для проводящей жидкости особый интерес представляет турбулентность, которая способна сама генерировать магнитные поля. При этом разделяют два класса проблем – задачи о генерации крупномасштабного магнитного поля (динамо средних полей), которые играют важную роль для объяснения глобальных магнитных полей астрофизических объектов, и задачи о природе магнитного поля на масштабах турбулентности (мелкомасштабное динамо), которое имеет место в любом турбулентном МГД-потоке. Эффективность генерации магнитного поля потоком определяется магнитным числом Рейнольдса $Rm = UL/\eta$ (здесь U , L – характерные скорость и размер течения, η – коэффициент магнитной диффузии), пороговое значение которого в зависимости от механизма динамо находится в широком интервале $Rm \approx 10 \div 1\,000$. Однако индукционные механизмы начинают проявлять себя уже при $Rm \sim 1$, если турбулентное течение находится во внешнем магнитном поле. Важно, что обычное гидродинамическое число Рейнольдса $Re = UL/\nu$ (ν – кинематическая вязкость) связано со своим магнитным аналогом магнитным числом Прандтля $Pm = Rm/Re = \nu/\eta$, которое для жидких металлов очень мало ($Pm < 10^{-5}$). Это означает, что выход на режимы генерации заметного магнитного поля возможны только при очень больших числах Рейнольдса, находящихся на пределе возможностей лабораторных экспериментов (см., например, обзор [2]).

Именно в контексте задач динамо была придумана схема эксперимента, позволяющая получить импульсное течение с требуемыми характеристиками [1]. Течение реализуется в быстро вращающемся кольцевом канале путем его резкого торможения. Такая схема позволила осуществить эксперименты с турбулентными течениями жидкого натрия в замкнутом тороидальном канале, в которых магнитное число Рейнольдса заметно превышало единицу, выполнить в лабораторных условиях прямые измерения вариаций

электрической проводимости в турбулентном потоке металла [6] и изучить связь турбулентных коэффициентов переноса – турбулентной вязкости и турбулентной диффузии магнитного поля [7]. Последняя определяется эффективным удельным сопротивлением среды и снижением эффективной проводимости среды эквивалентно росту эффективной диффузии магнитного поля за счет мелкомасштабной турбулентности. В теории динамо влияние турбулентности на диффузию поля принято называть бета-эффектом [2]. На этой же установке было впервые идентифицировано в лабораторных условиях явление турбулентного диамагнетизма [5], выражающееся в вытеснении магнитного поля из областей с интенсивной турбулентностью проводящей среды в область слабой турбулентности. Все перечисленные эксперименты были выполнены с импульсными течениями натрия в свободном канале, в котором энергонесущим является масштаб, определяемый поперечным сечением канала.

Следующим шагом стала установка в канал решетки с целью совмещения преимуществ импульсного течения и классической схемы решеточной турбулентности [8]. В такой реализации турбулентность за решеткой обладает целым рядом особенностей, обусловленных прежде всего двумя факторами: существенной кривизной канала и замкнутостью потока. В криволинейном, тороидальном, канале основное тороидальное течение абсолютно неустойчиво и сопровождается генерацией полоидальной моды. Течение в торе нестационарное, и эволюция турбулентности происходит на фоне общего затухания полной энергии течения, но замкнутость потока приводит к тому, что жидкость многократно проходит решетки, приводя к постоянному «обновлению» турбулентности. Назвать такую турбулентность свободно вырождающейся нельзя.

Эксперименты [8] выполнялись с двумя решетками (шаг 15 мм), установленными в диаметрально противоположных сечениях канала. Решетки существенно

повысили гидравлическое сопротивление канала и, соответственно, снизили достижимые числа Рейнольдса, но позволили получить короткий квазистационарный режим с $Re \approx 10^4$ и $Rm \approx 0,1$, характеризующий развитым мелкомасштабным магнитным полем и ростом эффективной магнитной диффузии на 3%.

В данной статье приводятся результаты исследования турбулентного потока натрия в канале с различным набором решеток (одна или две решетки с шагом 15 мм или 31 мм), и с различным темпом торможения канала. Цель исследования состоит в том, чтобы установить влияние параметров решетки на характеристики турбулентности и определить эффективность механизмов индукции турбулентного магнитного поля на масштабе возбуждения.

Рабочий канал и параметры экспериментов

Тороидальный канал образуется сочленением двух полуторов (диаметры осевой и поперечного сечения 360 и 160 мм), один из которых показан на рис. 1. В канале устанавливаются одна (А) или две (А и В) решетки. Использовались два типа решеток: тип D с мелким шагом ($d = 15$ мм) и тип C с крупным шагом ($d = 31$ мм). Компоненты поля



Рис. 1. Открытый тороидальный канал с двумя решетками типа D ($d = 15$ мм). Магнитное поле измеряется в точке H_p , температура – в точке T, а компоненты поля скорости в точке, расположенной напротив точки T относительно внутренней оси канала. На вставке в нижнем левом углу решетка с шагом $d = 31$ мм (тип C)

скорости и магнитного поля измеряются вблизи стенки, а температура на удалении 25 мм, в точках, показанных на рис. 1.

Проведены серии экспериментов по исследованию зависимости свойств турбулентности от размера шага решетки, числа решеток и от направления вращения, которое определяет расстояние и ориентацию ближайшей по потоку решетки к соответствующему датчику. Параметры экспериментальных серий показаны в табл. 1.

Таблица 1

Параметры экспериментальных серий :
C – решетка с крупным шагом, **D** – решетка с мелким шагом, **F** – быстрое торможение, **S** – медленное торможение, **E0** – канал без решеток, знаки \pm соответствуют направлению вращения канала

Серия	C1±F	C1±S	C2±F	C2±S	D2±S	E0±F	E0±S
Решетки	1	1	2	2	2	0	0
Шаг d, мм	31	31	31	31	15	–	–
Ω , об./с	±40	±40	±40	±35, ±40, ±45	±30, ±35, ±40, ±45	±30, ±35, ±40, ±45	±30
Время торможения, с	0,3	1	0,3	1	1	0,3	1

Эволюция среднего поля скорости

Двухкомпонентный датчик скорости измеряет тороидальную U_T (направленную вдоль канала) и полоидальную U_P (точнее, азимутальную компоненту в сечении канала) компоненты скорости на расстоянии 0,7 мм от стенки канала. Используя реализации в рамках одной экспериментальной серии (не менее 10), можно ввести среднюю по реализациям и пульсационную части скорости. Зависимости средних значений от времени $\bar{U}_P(t)$ и $\bar{U}_T(t)$ представлены на рис. 2.

Установка в канале решеток существенно увеличивает сопротивление и снижает достигаемые максимальные значения скорости. В режиме медленного торможения одна решетка C снижает макси-

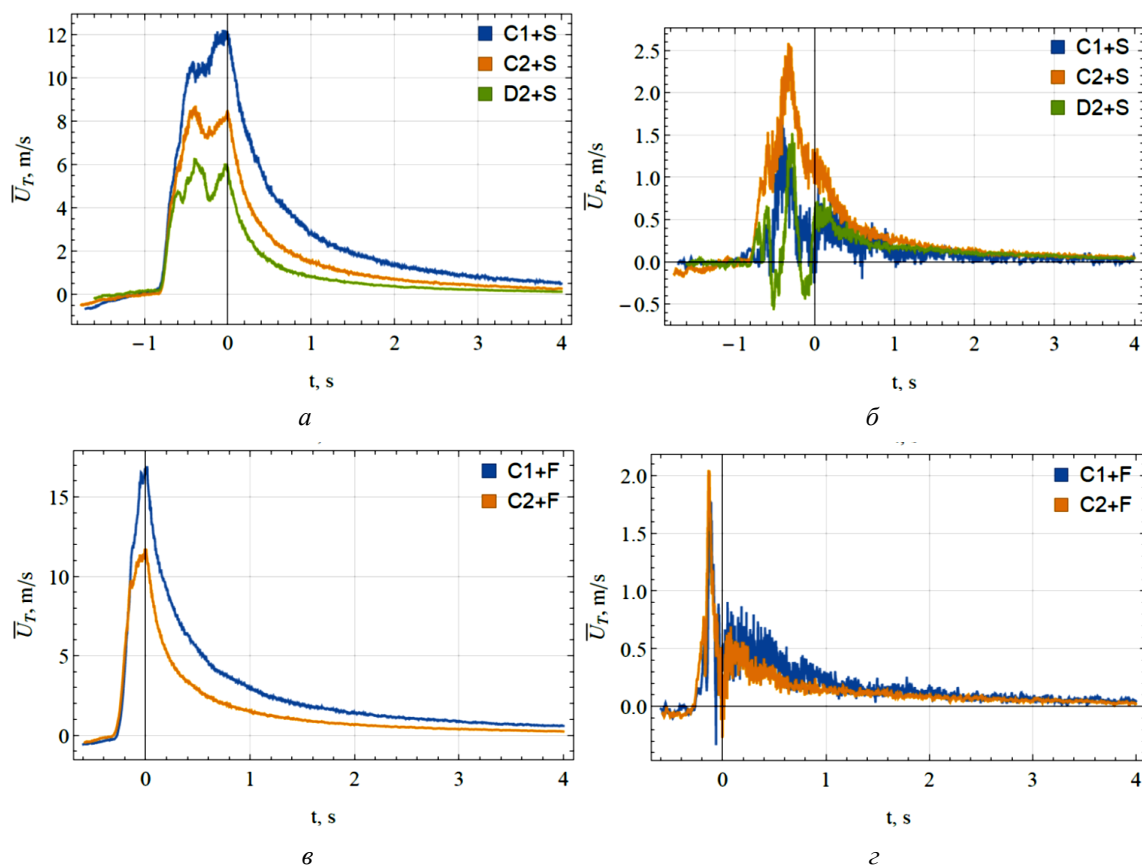


Рис. 2. Эволюция компонент средней скорости (осреднение по всем реализациям одной серии).
Скорость вращения канала $\Omega = +40 \text{ Гц}$

мальную тороидальную скорость с 30 до 12 м/с, установка второй решетки понижает его до 8,5 м/с, а переход на решетки типа D – до 6 м/с. При этом в режиме быстрого торможения (рис. 2,в) эволюционные кривые средних скоростей подобны тем, что наблюдались в свободном канале [7]: скорость монотонно растет до окончания торможения, а затем монотонно затухает. В режиме медленно-

го торможения (рис. 2,а), как было обнаружено в работе [8], на стадии торможения возникает промежуточный режим, в котором средняя скорость металла относительно канала имеет квазистационарное значение. Такой режим интересен тем, что позволяет получить относительно долгий (порядка секунды) интервал времени с квазистационарным полем пульсаций скорости (рис. 3).

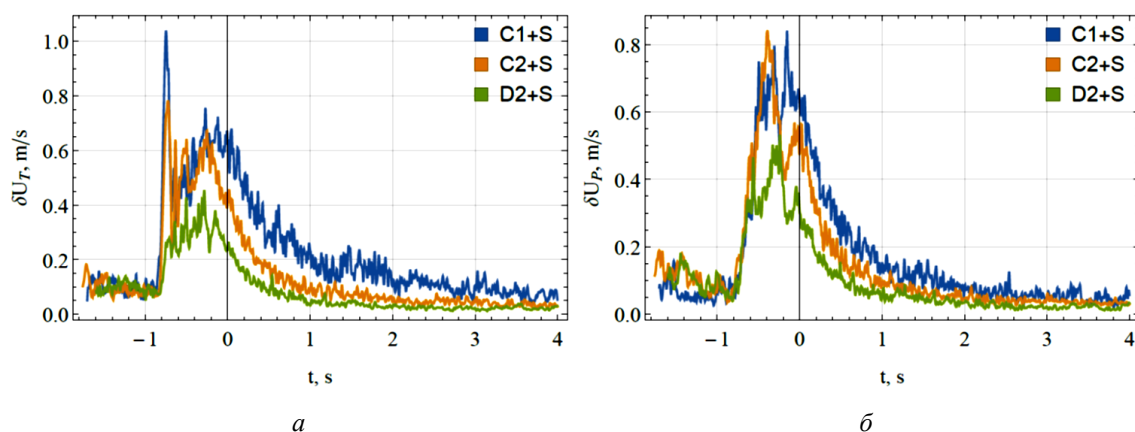


Рис. 3. Эволюция среднеквадратичных значений пульсаций компонент скорости

Вейвлет-анализ спектральных свойств пульсаций

Корректное восстановление спектрального состава пульсаций в нестационарном турбулентном потоке представляет собой самостоятельную задачу, решить которую позволяют методы вейвлет-анализа [3].

Непрерывное вейвлет-преобразование сигнала $x(t)$ представляется в виде $W(f, t) = \sqrt{f} \int_{-\infty}^{\infty} x(t') \psi^*(f(t' - t)) dt', (1)$ где f – частота пульсаций (в Герцах), $*$ означает комплексное сопряжение. В качестве анализирующего вейвлета $\psi(t)$ используется вейвлет Морле, записанный в виде, обеспечивающем точное выполнение условия допустимости (равенства нулю среднего значения),

$$\psi(t) = e^{-t^2/\sigma^2} (e^{2\pi i t} - e^{-\sigma^2 \pi^2}). \quad (2)$$

Преобразование (1) отображает одномерный сигнал на двумерную вейвлет-спектрограмму, демонстрирующую распределение пульсаций на плоскости время-частота $|W(f, t)|$. Для сигнала с нестационарным спектральным составом строится спектральная плотность мощности пульсаций (аналог спектра Фурье, но на коротком интервале времени τ):

$$M(f, t) = 1/\tau \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} |W(f, t')|^2 dt'. \quad (3)$$

Проведен вейвлет-анализ временных рядов тороидальной U_T , полоидальной U_P компонент скорости и полоидальной компоненты магнитного поля B_P . Для каждой экспериментальной серии (см. таблицу) получены осредненные по реализациям вейвлет-спектрограммы, показывающие распределение энергии пульсаций с частотой f в каждый момент времени t . Спектральная плотность мощности временных колебаний (3) определена на последовательных интервалах времени $\tau = 0,1$ с таким образом, что можно исследовать эволюцию спектра до и после торможения, то есть на стадии развития течения и на стадии его вырождения. Далее, зная среднюю скорость потока и следуя гипотезе Тейлора, можно пересчитать спектральную плотность мощности $M(f, t)$ в пространственный спектр $M(\gamma, t)$ для каждого мо-

мента времени, считая $\gamma(t) = f(t)/\bar{U}_T(t)$, где $\gamma = 1/\lambda$ понимается как пространственная частота флуктуации скорости (обратная длина волны).

В качестве примера на рис. 4 показаны вейвлет-спектрограммы пульсаций полоидальных компонент поля скорости для течений в пустом канале и канале с двумя решетками C , а на рис. 5 – вейвлет-спектрограммы пульсаций магнитного поля в течении за решеткой. Спектрограмма хорошо иллюстрирует эволюцию спектрального состава турбулентности. В процессе снижения средней скорости диапазон с развитым спектром смещается в об-

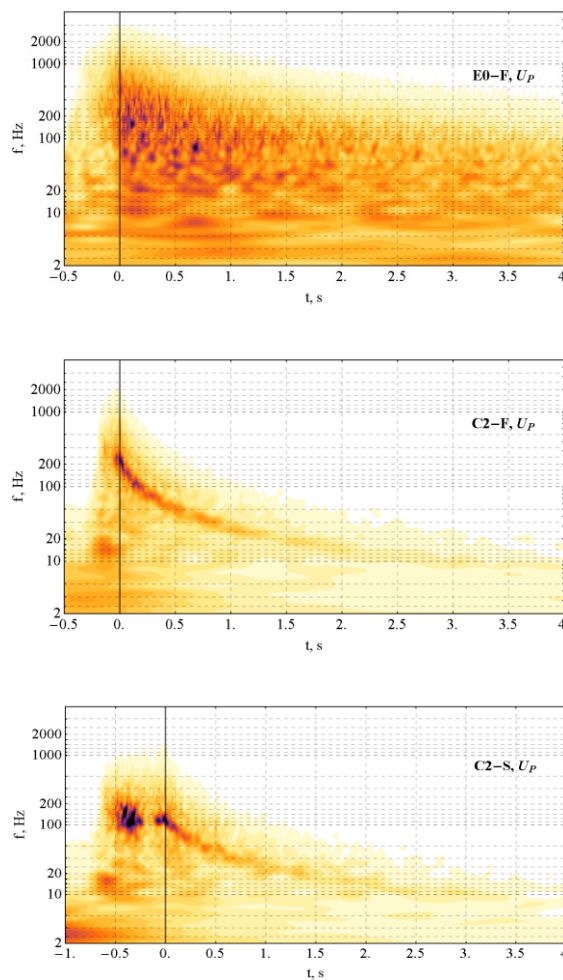


Рис. 4. Вейвлет-спектрограммы пульсаций полоидальной компоненты скорости для свободного канала (серия E0-F) и канала с двумя решетками (серии C2-F и C2-S). Вертикальная сплошная линия соответствует моменту полной остановки канала

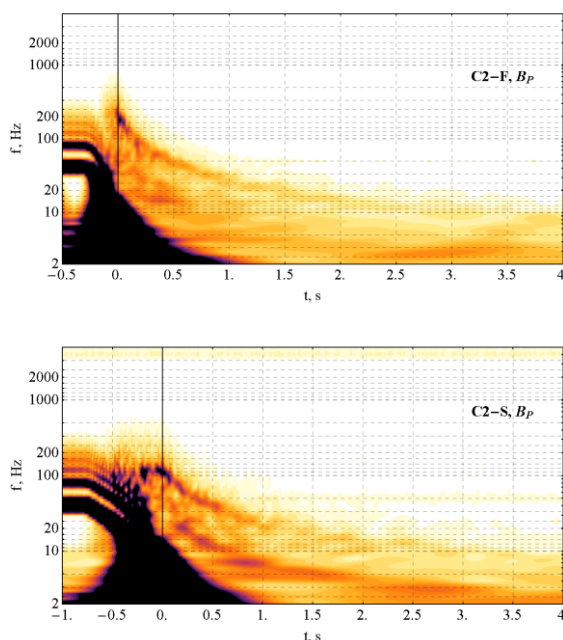


Рис. 5. Вейвлет-спектрограммы пульсаций полоидальной компоненты магнитного поля для серий C2-F и C2-S

ласть низких частот, при этом максимум энергии сохраняется на масштабах, соответствующих сечению канала [7].

Решетки полностью меняют спектральный состав пульсаций. Во-первых, появляется четко выделенная полоса, соответствующая масштабу решетки. При быстром торможении эта полоса формируется к концу торможения и монотонно смещается в низкие частоты со средней скоростью потока, а при медленном – появляется «полочка». Во-вторых, что менее очевидно, инерционный интервал выражен совсем слабо (полоса имеет одинаково контрастную границу и сверху, и снизу). Это, по-видимому объясняется тем, что многократное прохождение жидкости сквозь решетку мешает сформироваться инерционному интервалу и приводит к диссипации энергии на масштабах возбуждения турбулентности. Частота, навязанная потоку решетками, хорошо видна и на спектрограммах пульсаций магнитного поля (рис. 6). Черная область на этих спектрограммах отвечает пульсациям магнитного поля, связанным с вращением

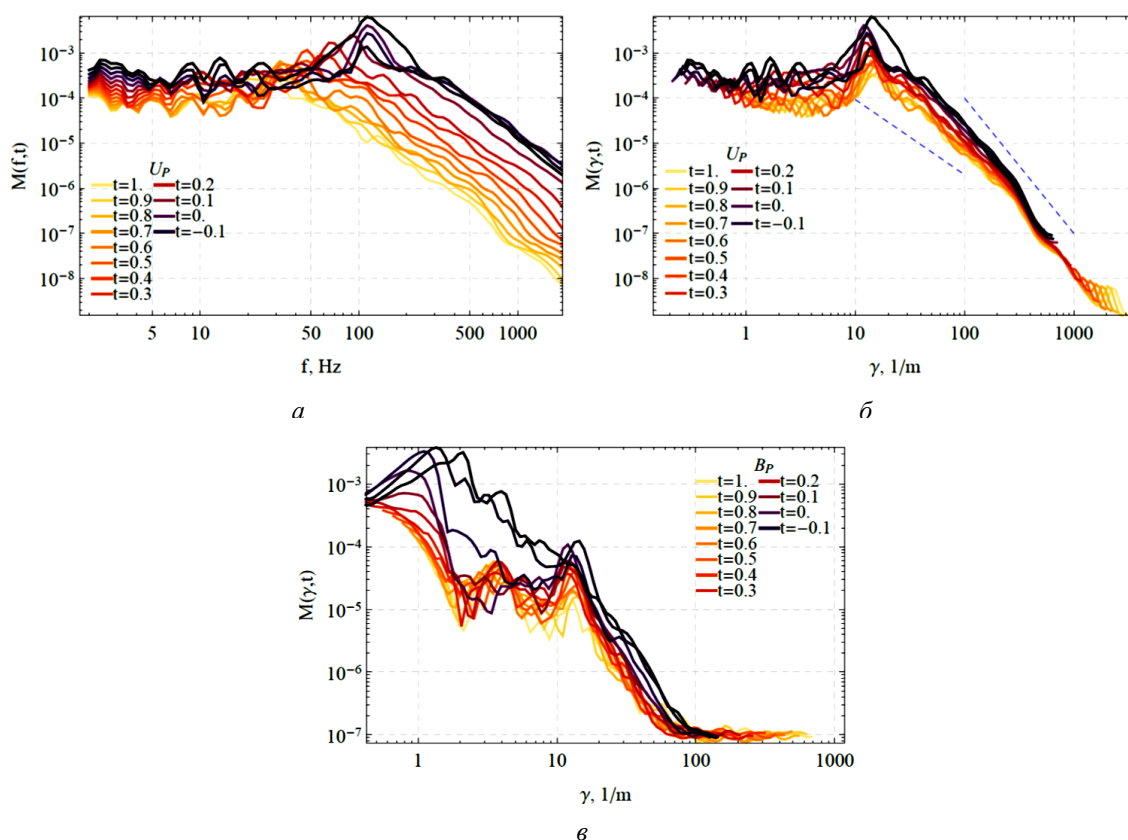


Рис. 6. Временные $M(\nu, t)$ (а) и пространственные $M(\gamma, t)$ (б) спектры мощности пульсаций полоидальной скорости и магнитного поля (в) в эксперименте C2-S. Прямые линии соответствуют степенным законам γ^{-3} и $\gamma^{-5/3}$

датчика поля (вместе с каналом) во внешнем магнитном поле (поле Земли и всех внешних источников).

Структуру временных и пространственных спектров на различных этапах эволюции иллюстрирует рис. 6, на котором приведены спектральные плотности мощности пульсаций для эксперимента C2–S. Спектры временных пульсаций $M(f, t)$ скорости U_p (рис. 6,а) показывают, что максимум мощности удерживается на одной частоте до окончания торможения ($t \leq 0$) и монотонно смещается в область низких частот на стадии вырождения ($t > 0$). На спектрах пространственных пульсаций $M(\gamma, t)$ полоидальной же компоненты скорости рис. 6,б пик мощности устойчиво держится вблизи $\gamma \approx 12 \text{ м}^{-1}$, что указывает на анизотропию возникающих структур, так как вычисляемая γ характеризует масштаб вдоль потока и доминирующий масштаб оказывается существенно больше масштаба, задаваемого решеткой поперек потока, а именно $\gamma_G = 32 \text{ м}^{-1}$. Напомним, что заметный уровень анизотропии был выявлен и для турбулентного течения в свободном тороидальном канале [7]. Приведенные спектры указывают на то, что генерируемая турбулентность за решетками не снимает сильную анизотропию турбулентных пульсаций.

Отмеченное выше при анализе спектрограмм отсутствие выраженного инерционного интервала хорошо видно на спектрах – короткий отрезок спектра, с близким к характерному для инерционного интервала наклону «-5/3», можно выделить лишь в узком интервале $20 < \gamma < 40 \text{ м}^{-1}$. При $\gamma > 40 \text{ м}^{-1}$ виден протяженный участок (больше декады) с существенно более крутым наклоном, свидетельствующим об отсутствии в этих масштабах постоянного спектрального потока энергии (на рисунке для иллюстрации показан наклон «-3»).

Спектр пульсаций магнитного поля (рис. 6,в) выглядит существенно иначе: в нем пик мощности локализован на тех же масштабах, что и пик в спектре пульсаций скорости, но далее происходит очень

резкое падение, характерное для инерционно-диффузионного интервала (пульсации скорости порождают флуктуации скорости на каждом масштабе, но диффузия достаточно сильна, чтобы справиться с ними на этом же масштабе). Такая картина эволюции магнитного поля вполне отвечает достигаемым в эксперименте магнитным числам Рейнольдса (порядка единицы) и результатам выполненным ранее измерений значений коэффициента турбулентной магнитной диффузии [8].

Для сопоставления спектральных свойств турбулентности во всех реализованных режимах на рис. 7 представлены пространственные спектры мощности пульсаций полоидальной компоненты скорости во всех режимах в момент окончания торможения канала, то есть в момент наиболее интенсивной турбулентности. На спектрах хорошо виден доминирующий масштаб, задаваемый шагом решетки. Переход от решеток типа C к решеткам типа D увеличивает частоту пульсаций примерно в два раза, но пик при этом становится не столь выраженным (ниже и шире). В спектре пульсаций в режиме D2+S появляется дополнительный пик в низкочастотной части спектра ($\gamma \approx 3,5 \text{ м}^{-1}$). Такая пространственная частота приблизительно соответствует расстоянию между решетками (то есть «частоте обновления» турбулентности). Однако в других режимах подобной выделенной частоты нет. Причем и в режиме D2–S этот пик значительно слабее.

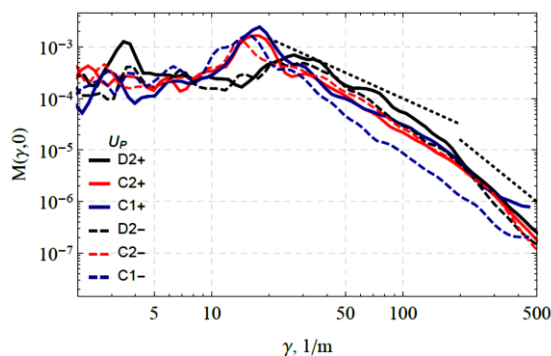


Рис. 7. Пространственные спектры мощности пульсаций скорости U_p на момент полной остановки тора в различных экспериментальных сериях

Следует напомнить, что при разных направлениях вращения датчик скорости оказывается либо за решеткой *A*, либо за решеткой *B*, которые отличаются ориентацией (см. рис. 1). Отметим, что основной максимум в экспериментах с $\Omega < 0$ смещен к меньшим γ , по сравнению с аналогичными экспериментами с $\Omega > 0$, что также отражает заложенную в эксперимент асимметрию по отношению к направлению вращения.

Заключение

Реализована экспериментальная схема генерации высокоинтенсивного импульса мелкомасштабной МГД турбулентности за решеткой в замкнутом канале. Течение отличается тем, что турбулентный поток проходит сквозь решетку многократно,

подвергаясь каждый раз очень жесткому воздействию. Реализованный эксперимент является фактически первой лабораторной моделью турбулентности с обновлениями – теоретической концепции, широко используемой, например, в теории МГД-динамо. Особенность генерируемой нестационарной турбулентности определяется также существенной кривизной канала и замкнутостью потока. Именно эти факторы, по-видимому, обуславливают появление низкочастотных колебаний (на временах, сопоставимых с временем прохождения жидкостью всего канала). Эксперименты показали, что устанавливая в канале решетки с различным шагом и варьируя время торможения, можно получать принципиально различные режимы турбулентности.

Библиографический список

1. *Денисов С.А., Носков В.И., Соколов Д.Д., Фрик П.Г., Хрипченко С.Ю.* О возможности лабораторной реализации нестационарного МГД-динамо // Доклады РАН. – 1999. – 365. – С. 478–480.
2. *Соколов Д.Д., Степанов Р.А., Фрик П.Г.* Динамо на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184. – С. 313–335.
3. *Фрик П.Г., Соколов Д.Д., Степанов Р.А.* Вейвлет-анализ пространственно-временной структуры физических полей // Успехи физических наук. – 2021. – Т. 191.
4. *Aleman A., Moreau R., Sulem P. L., Frisch U.* Influence of an external magnetic field on homogeneous MHD turbulence // Journal de Mecanique. – 1979. – Т. 18. – P. 277–313.
5. *Frick P., Denisov S., Noskov V., Pavlinov A., Stepanov R.* Magnetic field in a decaying spin-down flow of liquid sodium // Magnetohydrodynamics. – 2015. – Т. 51. – P. 267–274.
6. *Frick P., Noskov V., Denisov S., Stepanov R.* Direct Measurement of Effective Magnetic Diffusivity in Turbulent Flow of Liquid Sodium // Physical Review Letter. – 2010. – Vol. 105. – № 18. – P. 184502.
7. *Noskov V., Denisov S., Stepanov R., Frick P.* Turbulent viscosity and turbulent magnetic diffusivity in a decaying spin-down flow of liquid sodium // Physical Review E. – 2012. – Vol. 85. – № 1. – P. 016303.
8. *Noskov V., Stepanov R., Frick P., Pavlinov A., Denisov S.* Magnetic field in decaying grid turbulence of liquid sodium // Magnetohydrodynamics. – 2019. – Vol. 55. – № 1–2. – P. 149–159.
9. *Selyuto S.F.* Effect of magnetic field on formation of turbulence structure behind arrays of different configurations // Magnetohydrodynamics. – 1984. – Vol. 20. – № 3. – P. 268–272.
10. *Sukoriansky S., Zilberman I., Branover H.* Experimental studies of turbulence in mercury flows with transverse magnetic fields // Experiments in Fluids. – 1986. – Vol. 4. – № 1. – P. 11–16.
11. *Voronchikhin V., Genin L., Levin V., Sviridov V.* Experimental study of the decay of grid turbulence in homogeneous magnetic field // Magnetohydrodynamics. – 1985. – Vol. 21. – № 4. – P. 131–134.
12. *Votsish A., Kolesnikov Yu.* Transition from three- to two-dimensional turbulence in a magnetic field // Magnetohydrodynamics. – 1976. – Vol. 12. – P. 378–379.
13. *Zikanov O., Krasnov D., Boeck Th., Sukoriansky S.* Decay of turbulence in a liquid metal duct flow with transverse magnetic field // Journal of Fluid Mechanics. – 2019. – Vol. 867. – P. 661–690.

MHD GRID-TURBULENCE IN A CLOSED DECAYING FLOW
OF LIQUID SODIUM

P.G. Frick, V.I. Noskov, R.A. Stepanov, S.A. Denisov

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS

For citation:

Frick P.G., Noskov V.I., Stepanov R.A., Denisov S.A. MHD grid-turbulence in a closed decaying flow of liquid sodium // Perm Federal Research Center Journal. – 2021. – № 2. – P. 6–14. <https://doi.org/10.7242/2658-705X/2021.2.1>

Grid-induced turbulent flows of liquid sodium in a toroidal channel at high Reynolds numbers and moderate magnetic Reynolds numbers are studied experimentally. Grids with a pitch of 15 mm and 31 mm were used, and one or two grids were installed in the channel. It is shown that the dynamics of the pulsed turbulent flow in the channel with grids differs significantly from that observed in a free channel, where the turbulence develops on the scale of the channel cross-section. Measurements of the characteristics of velocity and magnetic field pulsations have shown that induction effects in the unsteady pulse flow have time to manifest themselves in full. The spectra of velocity and magnetic field pulsations are obtained.

Keywords: grid-turbulence, liquid metal, magnetohydrodynamics.

Сведения об авторах

Фрик Петр Готлобович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физической гидродинамики, Институт механики сплошных сред УрО РАН – филиал Пермского федерального исследовательского центра УрО РАН («ИМСС УрО РАН»), 614013, г. Пермь, Академика Королева, 1; e-mail: frick@icmm.ru

Носков Виталий Иванович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физической гидродинамики, «ИМСС УрО РАН»; e-mail: nskv@icmm.ru

Степанов Родион Александрович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории физической гидродинамики, «ИМСС УрО РАН»; e-mail: rodion@icmm.ru

Денисов Сергей Анатольевич, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, «ИМСС УрО РАН»; e-mail: denisov@icmm.ru

Материал поступил в редакцию 12.02.2021 г.