О пространственной локализации проявления магнитоконвективных пульсаций потока в вертикальных трубах с опускным течением жидкого металла

Н. Е. Балабаев[1], Н. А. Лучинкин[2] и И. А. Беляев[1]
[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия
[2] Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: nikita.balabaev@mail.ru

Статья поступила в редакцию 28 апреля 2025 г.

Аннотация. В работе исследуются фундаментальные особенности канальных МГД-течений электропроводящих жидкостей в сильных магнитных полях в режимах, характеризующихся экстремальными градиентами температуры и развитием магнитоконвективных пульсаций (МКП) скорости и температуры большой амплитуды. В работе представлены результаты исследования области возникновения магнитоконвективных пульсаций при опускном течении ртути в поперечном магнитном поле в однородно обогреваемой трубе внутренним диаметром 40 мм. Исследования проведены в расширенном диапазоне режимных параметров: по числу Рейнольдса $\mathrm{Re} = (6\text{–}60)\times10^3$, Гартмана $\mathrm{Ha} = 0\text{–}1800$, Грасгофа $\mathrm{Gr} = 1.1\times10^8\text{–}1.1\times10^9$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Течение электропроводной жидкости в поперечном магнитном поле отличается формированием сложного профиля скорости [1]. Из-за индуцирования электрических токов, в поперечном сечении исследуемого канала возникают объемные электромагнитные силы, анизотропно ускоряющие поток у стенок и тормозящие его в ядре. При этом в трубах из-за кривизны стенки формируются тонкие пограничные слои вблизи образующих стенок (рисунок 1): слои Гартмана — области с резким изменением скорости и сильным торможением потока, перпендикулярные магнитному полю, и слои Робертса — менее выраженные, но характерные структуры, параллельные магнитному полю [2].

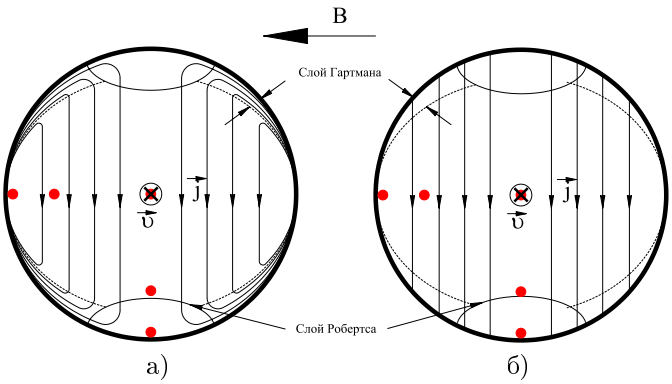

Рисунок 1. Схема замыкания электрических токов в исследуемом канале, согласно [3]: а) — изолированная стенка, б) — проводящая стенка. Точки локализуют места измерения в экспериментах.

Как показано в [3] электропроводность стенки способна значительно изменить условия задачи. Если случай полностью изолированной стенки имеет однозначное асимптотическое решение, то с увеличением проводимости стенки возникают существенные расхождения с асимптотическими решениями из-за особенностей формирования слоев Робертса и Гартмана в случае частичного замыкания электрических токов в стенку.

Известно, что магнитное поле способствует подавлению турбулентности в электропроводящих жидкостях, приводя к ламинаризации течения [4]. В случае МГД-течений в круглых трубах это сопровождается деформацией профиля скорости, при которой основные изменения локализованы в тонких пристеночных пограничных слоях (слоях Гартмана и Робертса). При этом наблюдается анизотропное подавление гидродинамических неустойчивостей: возмущения с сильными градиентами скорости поперек магнитного поля эффективно подавляются, в то время как неустойчивости со слабыми или нулевыми градиентами скорости в направлении вдоль поля остаются незатронутыми.

Работа мотивирована исследованиями теплогидравлики и выполняется в рамках второго этапа трехстадийной исследовательской программы, заявленной в [5], где на первом этапе был проведен сбор данных на имеющихся рабочих участках в расширенном диапазоне режимных параметров, на втором этапе проводятся исследования на каналах увеличенного сечения, а на третьем этапе планируется переход на натурные теплоносители (свинец, литий и/или их эвтектика).

В ходе поисковых исследований при опускном течении ртути в круглой трубе при неоднородном обогреве впервые были обнаружены низкочастотные магнитоконвективные пульсации (МКП), по амплитуде достигавшие нескольких десятков градусов [6].

Исследования границ существования низкочастотных температурных пульсаций аномально высокой интенсивности, проведенные на первом этапе исследовательской программы [7], показали, что возникновение и исчезновение этих интенсивных флуктуаций температуры при росте магнитного поля сопровождается явлениями перемежаемости в виде уединенных температурных срывов.

Следует отметить, что в общем случае также являются проявлением турбулентного течения. Однако в данной работе проводится разграничение между терминами “турбулентные пульсации” и “магнитоконвективные пульсации”. Под турбулентными пульсациями понимаются хаотические флуктуации, характерные для

классического изотермического турбулентного течения со спектром энергии $-5/3$. Предполагается, что наложение магнитного поля постепенно изменяет наклон спектра в сторону -3. Магнитоконвективные пульсации, в свою очередь, относятся к низкочастотным, крупномасштабным колебаниям, возникающим вследствие неустойчивости конвективных процессов в условиях сильного магнитного поля. В определенных режимах эти два типа возмущений — крупномасштабные колебания и частично подавленная турбулентность — могут сосуществовать.

Тем не менее, в рамках данной работы подавление турбулентности магнитным полем позволяет однозначно выделить МКП по простому критерию: интенсивность пульсаций скорости или температуры в присутствии магнитного поля превышает их уровень в аналогичном режиме без поля.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальные исследования проводились на установке РК-3 (рисунок 2). Установка представляет собой замкнутый ртутный контур, состоящий из экспериментального рабочего участка (2), размещенного в зазоре электромагнита (3), резервуара хранения ртути (8), центробежного насоса (12) и электромагнитного расходомера (6). Для уменьшения пульсаций расхода в контуре на напорном патрубке насоса применялся гидравлический успокоитель (11). Измерения полей температуры и скорости осуществлялись зондом рычажного типа, вводимым в поток с торца рабочего участка навстречу потоку (4). На конце подвижной части зонда располагался микротермопарный датчик температуры. В процессе экспериментальной сессии положение зонда изменялось при помощи специальных координатных механизмов, что позволило в автоматическом режиме с высокой точностью позиционирования перемещать измерительный датчик в потоке в любую точку в сечении рабочего участка, что дало возможность получить подробные поля температуры и скорости для широкого диапазона режимных параметров. Отвод тепла на выходе из обогреваемого рабочего участка осуществлялся при помощи компактных водяных теплообменников типа “труба в трубе”. Температура теплоносителя на входе и выходе из рабочего участка контролировалась платиновыми термометрами сопротивления.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рисунке 3(a) показана характерная осциллограмма температурных пульсаций в центре трубы для числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = 10^4$, Гартмана $\mathrm{Ha} = 1800$, Грасгофа $\mathrm{Gr} = 7.9 \times 10^8$. Показательно то, что даже при максимальных числах Гартмана затухание магнитоконвективных пульсаций не наблюдается. Характер наблюдаемых возмущений низкочастотный с периодом порядка 15 секунд. Амплитуда всплесков превышает турбулентный уровень и составляет ≈ 20 °C.

Для определения достоверности измеренного сигнала проводился анализ спектральной плотности энергии (power spectral density – PSD), вычисляемой путем применения быстрого преобразования Фурье (БПФ) с окном Ханнинга. Судя по спектральной плотности

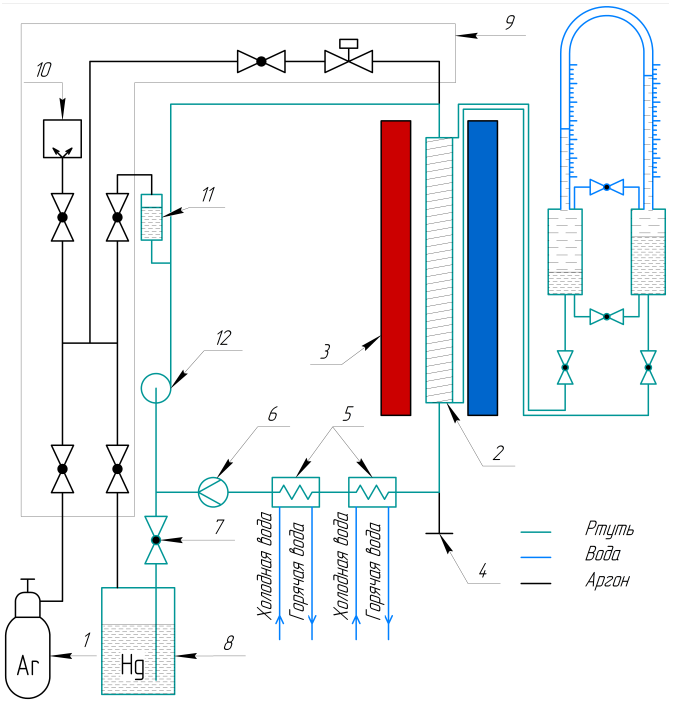

Рисунок 2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 — баллон с аргоном, 2 — экспериментальная секция, 3 — электромагнит, 4 — микротермопарный зонд, 5 — теплообменники (“труба в трубе”), 6 — электромагнитный расходомер, 7 — регулирующий вентиль, 8 — резервуар хранения, 9 — продувочная газовая система, 10 — вакуумный насос, 11 — гидравлический успокоитель, 12 — центробежный насос.

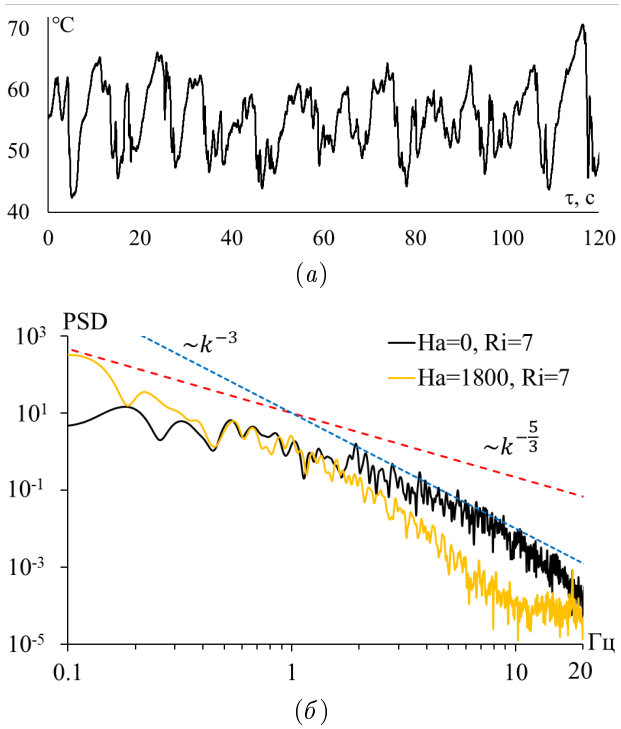

Рисунок 3. Осциллограмма температурного сигнала полученная в центре трубы в режиме $\mathrm{Ha} = 1850$, $\mathrm{Re} = 10^4$, $\mathrm{Ri} = 7$ (a) и ее спектральная плотность ($б$).

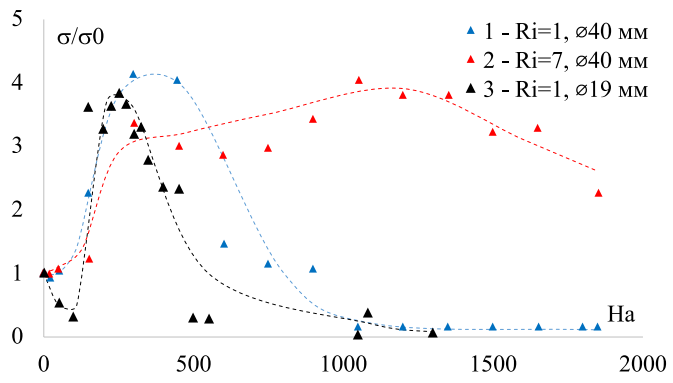

Рисунок 4. Обезразмеренная по значению при Ha = 0 интенсивность температурных пульсаций в центре канала Re = 10^4: 1 — продольная координата z/d = 4; Ri = 1 [8] (труба ⌀19 мм); 2 — Ri = 1 (труба ⌀40 мм), 3 — Ri = 7 (труба ⌀40 мм).

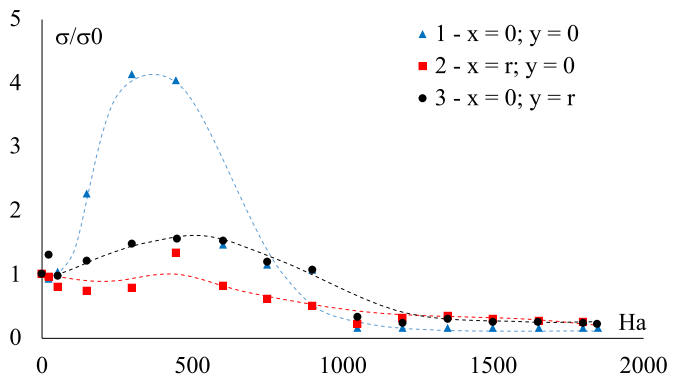

Рисунок 5. Обезразмеренная по значению при Ha = 0 интенсивность температурных пульсаций в центре канала (1), на Гартмановской (2) и Робертсовской стенке (3) при Re = 10^4, Ri = 1.

исследуемого сигнала, приведенного на рисунке 3(*б*), в сильном магнитном поле Ha = 1850 в условиях существенного влияния сил плавучести (Ri = 7), полного подавления МКП не происходит, несмотря на то, что граница подавления изотермической турбулентности смещена в область Re = 200 × 1850 = 370000 [4]. При этом наблюдается частичное подавление в области более 2 Гц.

На рисунке 4 приведена зависимость интенсивности температурных пульсаций от числа Гартмана в центре трубы, обезразмеренной по интенсивности пульсациям при Ha = 0. Зависимости даны для числа Рейнольдса Re = 10^4 и чисел Ричардсона Ri = 1 и Ri = 7. Для сопоставления значений приведена зависимость для трубы меньшего диаметра (⌀19 мм) [8]. Для трубы ⌀40 мм при Ri = 1 наблюдается максимум интенсивности температурных пульсаций в районе Ha = 400, после чего интенсивность пульсаций начинает уменьшаться и, начиная с Ha = 1000, находится на околонулевых значениях. Иной характер поведения пульсаций наблюдается при Ri = 7, где полного подавления пульсаций на всем диапазоне чисел Гартмана не наблюдается, что позволяет опровергнуть ранее выдвинутую гипотезу о полном подавлении пульсации большими магнитными полями. На графике пунктирными линиями обозначен ожидаемый характер зависимости, обобщающий восприятие экспериментальных точек (в действительности уточненная зависимость может отличаться).

Сравнивая результаты при равных режимных параметрах для труб ⌀40 мм и ⌀19 мм, можно отметить качественное совпадение результатов, хотя максимумы обнаруживаются при разных числах Гартмана, а полное подавление в трубе ⌀19 мм начинается существенно раньше (Ha = 500), чем в проведенных нами экспериментах в трубе большего диаметра ⌀40 мм (Ha = 1000).

Далее рассмотрим процессы, происходящие в пристеночных слоях. На рисунке 5 представлены обезразмеренные на значение при Ha = 0 зависимости интенсивности пульсаций температуры от числа Гартмана для различных точек: в центре канала, на Гартмановской стенке ($x = r$, $y = 0$) и Робертсовской стенке ($x = 0$, $y = r$), где x и y — декартовы координаты в плоскости, перпендикулярной оси трубы, а r — внутренний радиус трубы. Режим соответствует Re = 10^4, Ri = 1.

В отличие от ситуации в центре трубы, на стенках не наблюдается значительного увеличения интенсивности пульсаций. На Робертсовской стенке интенсивность пульсаций возрастает лишь в 1.5 раза по сравнению с турбулентным течением. На Гартмановской стенке наблюдается аналогичное поведение: интенсивность пульсаций также возрастает в 1.3 раза при Ha = 450, однако остается ниже значений, характерных для турбулентного потока. Более того, в этой области интенсивность пульсаций линейно снижается на всем диапазоне чисел Гартмана.

Ситуация изменяется при Ri = 7 (рисунок 6). В центре трубы интенсивность пульсаций для обоих значений Ri — как при Ri = 1, так и при Ri = 7 — остается на уровне, в 3–4 раза превышающем значения, характерные для турбулентного течения. Однако в пристеночных слоях при Ri = 7 не наблюдается полного подавления пульсаций на всем диапазоне чисел Гартмана. Интенсивность пульсаций в этих слоях сохраняется на уровне, сопоставимом с турбулентными значениями для всех значений числа Гартмана.

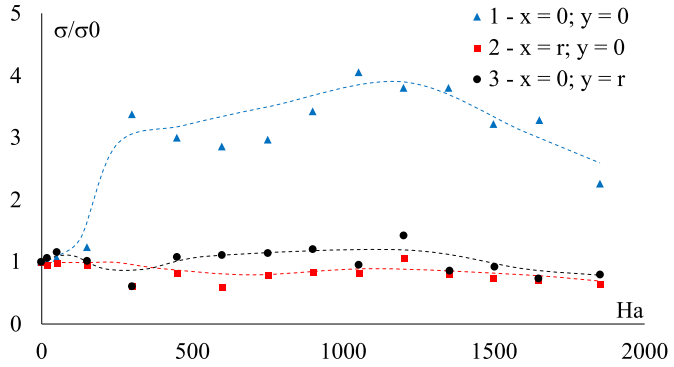

Рисунок 6. Обезразмеренная по значению при Ha = 0 интенсивность температурных пульсаций в центре канала (1), на Гартмановской (2) и Робертсовской стенке (3) при Re = 10^4, Ri = 7.

Наклоны спектров мощности $-5/3$ и -3 связаны с механизмами передачи энергии в турбулентных потоках. Согласно классической теории Колмогорова, в трехмерной турбулентности реализуется прямой

каскад кинетической энергии от крупных к мелким вихрям, что приводит к энергетическому спектру $E(k) \sim k^{-5/3}$, где k — волновое число. В двумерной турбулентности ситуация принципиально иная: из-за сохранения энстрофии (интеграла от квадрата завихренности) наряду с энергией возникают два каскада — обратный каскад энергии к крупным масштабам со спектром $k^{-5/3}$ и прямой каскад энстрофии к малым масштабам со спектром $E(k) \sim k^{-3}$ [9], [10].

Таким образом, наблюдаемое сохранение или даже усиление низкочастотных пульсаций при высоких числах Гартмана, а также изменение наклона спектра в сторону -3 указывает на переход к квазидвумерному характеру течения под действием сильного магнитного поля. Магнитное поле подавляет поперечные флуктуации скорости, усиливает анизотропию и способствует формированию крупномасштабных когерентных структур, что согласуется с развитием k^{-3}-подобного спектра, характерного для прямого каскада энстрофии в 2D-турбулентности.

На рисунке 7 представлены спектральные плотности температурных сигналов в центре канала для различных режимных параметров.

Согласно рисунку 7(*а*) спектральные плотности энергии демонстрируют зависимость спектральных характеристик от интенсивности магнитного поля. Так, в режиме Ha = 300, Ri = 1 значения спектральной плотности отличаются на 4 порядка от Ha = 1050 в низкочастотной области, что свидетельствует о развитии интенсивной турбулентности с генерацией сильных возмущений в условиях относительно слабого магнитного поля. Однако, во втором режиме, при увеличении числа Гартмана до 1050, магнитное поле эффективно подавляет магнитоконвективные пульсации, что проявляется в резком снижении амплитуды флуктуаций и переходе к существенно более упорядоченному поведению потока.

Что касается рисунка 7(*б*), то здесь спектральные плотности сигналов схожи. Это свидетельствует о том, что при больших числах Ричардсона усиление магнитного поля не приводит к подавлению магнитоконвективных пульсаций. Полученные данные говорят о том, что в условиях высоких чисел Гартмана и Ричардсона сохраняется значительная роль конвективных процессов, несмотря на сильное магнитное воздействие.

На рисунке 8 приведены спектральные плотности энергии для Гартмановских пристеночных слоев при Ri = 1 и Ri = 7. Из рисунков видно, что при увеличении числа Ri, низкочастотная составляющая спектральной плотности увеличивается для обоих чисел Ha, что говорит о том, что в слое Гартмана в относительно низких магнитных полях подавление МКП происходит не полностью. Это указывает на то, что с ростом тепловой нагрузки потоки становятся более устойчивыми, однако низкочастотные колебания все еще присутствуют. Однако, при увеличении магнитного поля при числе Ri = 1 наблюдается полное подавление МКП, что свидетельствует о сильном влиянии магнитного поля на динамику потока.

Аналогичная картина наблюдается на рисунке 9, где приведены спектральные плотности энергии для Робертсовских пристеночных слоев при Ri = 1 и Ri = 7. Основное отличие заключается в более быстром переходе вдоль спектра к горизонтальному значению. Это свидетельствует о меньшей мощности вихрей, образующихся в этих слоях, по сравнению с Гартмановским слоем.

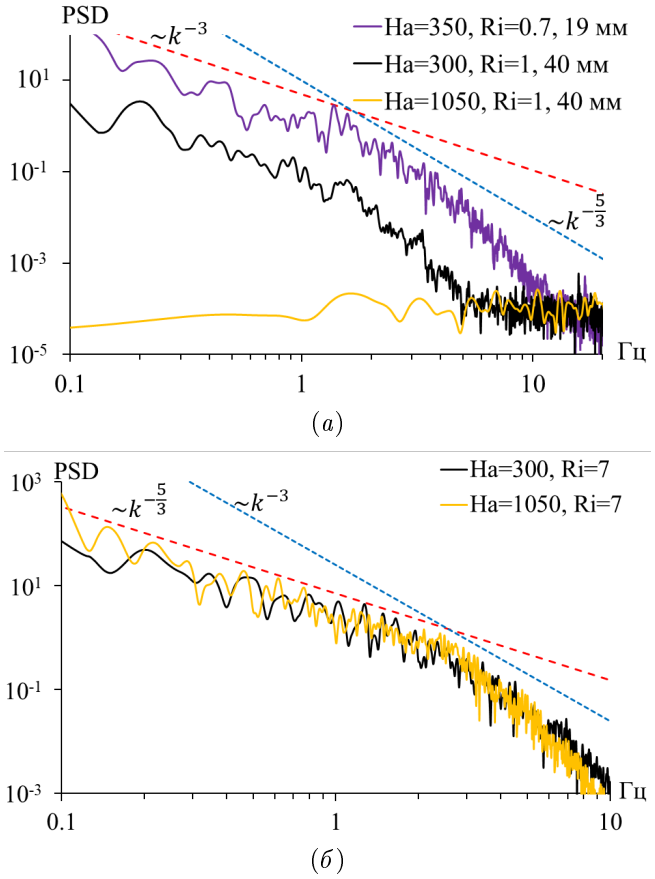

Рисунок 7. Спектральные плотности сигналов в центре канала в режимах а) — Re = 10^4: Ri = 1 (труба ∅40 мм), Ri = 0.7 (труба ∅19 мм); б) — Re = 10^4, Ri = 7 (труба ∅40 мм).

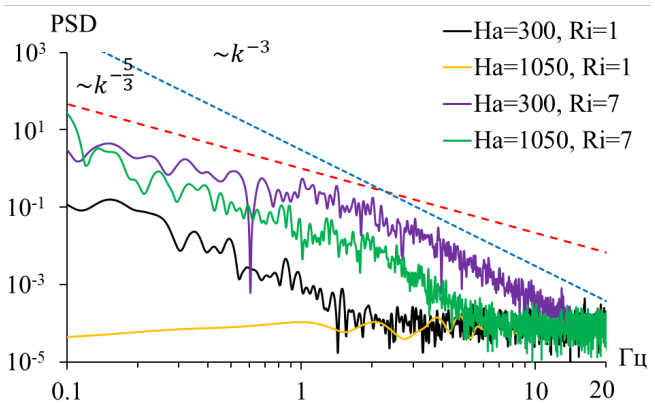

Рисунок 8. Спектральная плотность сигналов в режимах Re = 10^4, Ri = 1, Ri = 7 при числах Ha = 300, Ha = 1050 на слое Гартмана.

На основании двух графиков можно предположить, что в центре канала образуется вихрь, который в сечении смещается в направлении магнитного поля.

Стоит также отметить, что при Ha = 1050 значения спектральной плотности энергии становятся идентичными для обоих слоев, что указывает на схожесть энергетической структуры сигнала при увеличении магнитного поля.

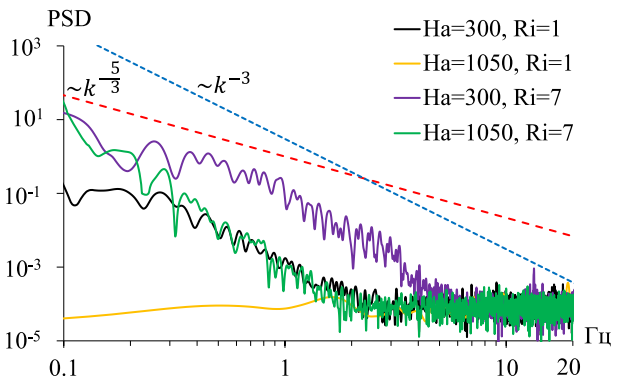

Рисунок 9. Спектральная плотность сигналов в режимах Re = 10^4, Ri = 1, Ri = 7 при числах Ha = 300, Ha = 1050 на слое Робертса.

Характер зависимостей на обоих рисунках свидетельствует о том, что сформированный в центре канала энергоемкий вихрь, наблюдаемый на рисунке 7(*б*), незначительно ослабевает при приближении к стенкам канала. Это говорит о том, что магнитные и гидродинамические взаимодействия остаются определяющими факторами, влияющими на структуру потока даже вблизи стенок.

Таким образом, изменения в спектральной плотности энергии в зависимости от магнитного числа и числа Ричардсона указывают на сложные взаимодействия между вихрями, стенками канала и магнитным полем. Увеличение магнитного поля ведет к выравниванию энергетической структуры потока при сниженной тепловой нагрузке, что свидетельствует о доминировании магнитных эффектов, в то время как влияние стенок канала становится все более заметным с увеличением числа Ричардсона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые в экспериментах по течению жидкого металла в круглой трубе реализованы высокие числа как Гартмана (до 2000), так и Грасгофа (до 10^9). Исследования проведены при контроле электрического сопротивления стенки, определяемого косвенно по перепаду давления.

Результаты экспериментов на трубе диаметром 40 мм согласуются с данными, полученными на трубе меньшего диаметра (19 мм) в соответствующих режимах (Re = 10^4, Ha = 0–1300, Gr = 10^8, Ri≈ 1). Различия в приведенных длинах, на которых происходит измерение и анализ структуры развитого течения, показывают, что в сравнительно коротких трубах, рассмотренных в работе, развитие МКП происходит без формирования области подавленной турбулентности и ламинаризации течения.

Показано, что потеря устойчивости наблюдается как вблизи слоев Робертса, так и вблизи слоев Гартмана. При этом максимум температурных пульсаций достигается в центре трубы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность коллегам из Лаборатории №5 “Инженерной теплофизики и возобновляемой энергетики” ОИВТ РАН за помощь в проведении экспериментов и техническую поддержку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания № 075–00269–25–00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartmann J and Lazarus F 1937 *Theory of laminar flow of electrically conductive Liquids in a Homogeneous Magnetic Field* **15**
2. Roberts P 1967 *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **300** 94–107
3. Vantieghem S, Albets-Chico X and Knaepen B 2009 *Theoretical and computational fluid dynamics* **23** 525–533
4. Zikanov O, Krasnov D, Boeck T, Thess A and Rossi M 2014 *Applied Mechanics Reviews* **66** 030802
5. Беляев И А, Ивочкин Ю П, Листратов Я И, Разуванов Н Г и Свиридов В Г 2015 *ТВТ* **53** 934–934
6. Mel'Nikov I A, Razuvanov N G, Sviridov V G, Sviridov E V and Shestakov A A 2013 *Thermal Engineering* **60** 355–362
7. Belyaev I A, Biryukov D A, Pyatnitskaya N Y, Razuvanov N G and Sviridov V G 2018 *Fluid Dynamics Research* **50** 051403
8. Belyaev I, Frick P, Razuvanov N, Sviridov E and Sviridov V 2018 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **127** 566–572
9. Boffetta G and Ecke R E 2012 *Annual review of fluid mechanics* **44** 427–451
10. Фрик П Г 2003 *Турбулентность: подходы и модели* (Москва–Ижевск: Институт компьютерных исследований)