

УДК: 532.5.032

PACS: 47.15.-x, 47.27.Te

## Терромагнитная конвекция в гидродинамическом контуре: роль капельных агрегатов

М. А. Косков<sup>1,2†</sup>, А. Ф. Пшеничников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

<sup>2</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

† koskov.m@icmm.ru

С целью прояснить вопрос о влиянии капельных агрегатов на терромагнитную конвекцию феррожидкости в вертикальном гидродинамическом контуре (конвективной петле) проведены две серии опытов, отличающихся дисперсным составом однодоменных частиц в жидкости. Выбор геометрии полости с магнитной жидкостью связан с тем, что в замкнутом гидродинамическом контуре создаются наилучшие условия для терромагнитной конвекции и усиления теплообмена при условии, что магнитное поле приложено к нагретому участку контура на одном из его вертикальных участков. В этом случае неоднородность поля в поперечном сечении канала, образующего петлю, достаточно мала, и пондеромоторная сила, действующая на жидкость, направлена вдоль контура. Нагретый участок контура, на который действует неоднородное магнитное поле, «работает» как своеобразный терромагнитный насос, и в контуре возникает циркуляционное течение. В первой серии опытов использовалась феррожидкость, содержащая крупнодисперсную фракцию частиц, способных вызвать термодинамическую неустойчивость феррожидкости в магнитном поле (спинодальный распад) и образование капельных агрегатов. Вторая серия опытов проведена с феррожидкостью, прошедшей магнитную сепарацию, и свободной от крупнодисперсной фракции частиц. Показано, что результаты конвективных опытов качественно отличаются в зависимости от дисперсного состава частиц и присутствия капельных агрегатов. Если феррожидкость с крупнодисперсной фракцией полностью блокирует глобальное циркуляционное течение, включая гравитационную конвекцию, то сепарированная феррожидкость, очищенная от крупных частиц, усиливает интенсивность конвекции в сильном магнитном поле и интегральный теплоток в 6 – 7 раз.

**Ключевые слова:** конвективная петля; магнитная жидкость; терромагнитная конвекция; капельные агрегаты; температурные измерения

Поступила в редакцию 16.08.2023; после рецензии 23.10.2023; принята к опубликованию 23.10.2023

## Thermomagnetic convection in a hydrodynamic loop: the role of drop-like aggregates

M. A. Koskov<sup>1,2†</sup>, A. F. Pshenichnikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

<sup>2</sup> Perm State University, Perm, Russia

† koskov.m@icmm.ru

In order to clarify the effect of drop-like aggregates on the thermomagnetic convection of a ferrofluid in a vertical hydrodynamic circuit (convective loop), two series of experiments were car-

ried out, which differ in the dispersed composition of single-domain particles in the fluid. This particular geometry of the cavity with the ferrofluid was chosen because in a closed hydrodynamic circuit the best conditions are created for thermomagnetic convection and the heat transfer enhancement, provided that a magnetic field is applied to the heated section of the circuit in one of its vertical sections. In this case, the field nonuniformity in the cross section of the channel forming the loop is sufficiently small, and the ponderomotive force acting on the liquid is directed along the tube. The heated section of the circuit, which is affected by a nonuniform magnetic field, 'works' as a kind of thermomagnetic pump and a circulation flow occurs in the circuit. In the first series of experiments, we used a ferrofluid containing a coarse fraction of particles capable of causing thermodynamic instability of the ferrofluid in a magnetic field (spinodal decomposition) and the formation of drop-like aggregates. The second series of experiments was carried out with a ferrofluid that had undergone magnetic separation and was free from coarse particles. It is shown that the results of convective experiments differ qualitatively depending on the disperse composition of particles and the presence of drop-like aggregates. A ferrofluid with a coarse fraction completely blocks the global circulation flow, including gravitational convection, while a separated ferrofluid, purified from large particles, increases the intensity of convection in a strong magnetic field and the integral heat flux by 6–7 times.

**Keywords:** convective loop; ferrofluid; thermomagnetic convection; drop-like aggregates; temperature measurements

Received 16 August 2023; revised 23 October 2023; accepted 23 October 2023

doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-45-54

## 1. Введение

Феррожидкости (магнитные жидкости) представляют собой коллоидные растворы ферро- или ферромагнитных частиц в жидкости-носителе [1–3]. Интерес к естественной тепловой конвекции в этих растворах обусловлен существованием двух механизмов, инициирующих конвективное движение. Первый – гравитационная конвекция, вызванная тепловым расширением жидкости. Критерием, определяющим интенсивность теплоточков при гравитационной конвекции, является тепловое число Рэлея [4–5]

$$Ra = \frac{g\beta_1\rho r_1^3}{\eta a} \Delta T, \quad (1)$$

где  $g$  – модуль ускорения свободного падения,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\beta_1 = \rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)$  – коэффициент объёмного расширения,  $a$  – температуропроводность,  $\eta$  – динамическая вязкость,  $r_1$  – характерный размер сосуда,  $\Delta T$  – характерный перепад температуры  $T$  в сосуде. Второй термомагнитный механизм, свойственный только феррожидкостям, связан с зависимостью их намагничённости  $M$  от температуры. В неоднородном магнитном поле это приводит к появлению некомпенсированной градиентом давления пондеромоторной силы и развитию конвективного движения. Интенсивность теплоточков при термомагнитной конвекции определяется магнитным числом Рэлея [2, 6]

$$Ra_m = \frac{\mu_0\beta_2M|\nabla H|r_1^3}{\eta a} \Delta T, \quad (2)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\beta_2 = M^{-1}(\partial M/\partial T)$  –

температурный коэффициент намагничённости,  $|\nabla H|$  – характерное значение модуля градиента магнитного поля.

В прикладном плане, термомагнитная конвекция представляет интерес ввиду потенциальной возможности повышения эффективности охлаждающих устройств путём замены обычного теплоносителя (вода, трансформаторное масло и т.п.) магнитной жидкостью и наложения магнитного поля [7]. Согласно формуле (2) наибольшая интенсивность термомагнитной конвекции должна наблюдаться в сильных полях, в которых намагничённость феррожидкости близка к намагничённости насыщения  $M_\infty$ . Градиент напряжённости поля определяется типом и геометрией источников магнитного поля. В качестве таковых удобнее всего использовать постоянные магниты, так как они не требуют дополнительных источников питания и позволяют получать достаточно сильные поля с напряжённостью до нескольких сотен кА/м и градиентом напряжённости порядка  $10^6$ – $10^7$  А/м<sup>2</sup>.

Что касается геометрии полости с магнитной жидкостью, то наилучшие условия для усиления теплообмена создаются в замкнутом гидродинамическом контуре (конвективной петле) при условии, что магнитное поле приложено к нагретому участку контура на одном из его вертикальных участков [8]. В этом случае неоднородность поля в поперечном сечении канала, образующего петлю, достаточно мала, и пондеромоторная сила, действующая на жидкость, направлена вдоль контура. Нагретый участок контура, на который действует неоднородное магнитное поле, «работает» как своеобразный термомагнитный насос и в контуре возникает циркуляционное течение. Ряд работ, опубликованных за последние годы, демонстри-

руют перспективность использования конвективных петель с феррожидкостью в качестве теплообменных аппаратов. Так, численное моделирование терромагнитной конвекции в контуре [9] показало монотонный рост скорости течения магнитной жидкости при приближении магнита к нагревателю. Справедливость численной модели проверялась экспериментами [10] с феррожидкостью на основе марганец-цинкового феррита с малой (353 К) температурой Кюри. В работе [11] предсказывается двукратное увеличение скорости течения в тороидальной петле при поднесении второго постоянного магнита к контуру. Численное моделирование [12] показывает уже двух-четырёхкратное усиление теплообмена (в сравнении с гравитационной конвекцией) в контуре, проходящем через соленоид, создающий градиентное поле напряжённостью до 100 кА/м. Такой же по величине эффект был обнаружен в опытах с постоянными магнитами [8]. В работе [13] экспериментально и численно показано снижение температуры нагреваемого участка горизонтально ориентированного контура на  $\sim 100^\circ\text{C}$  при поднесении постоянного магнита к нагревателю. Впрочем, горизонтальное расположение петли в опытах [13] не позволяет сравнить интенсивности терромагнитной и гравитационной конвекции. По нашему мнению, ориентация конвективной петли в вертикальной плоскости при боковом подогреве выглядит предпочтительнее. В этом случае исключается механическое равновесие жидкости, облегчается однозначная интерпретация результатов и появляется возможность сравнить интенсивности двух типов конвекции путём включения и выключения магнитного поля. Такая геометрия была реализована в предыдущих работах [8, 14] и используется в описываемых ниже экспериментах.

Основная цель данной работы – продемонстрировать важную роль капельных агрегатов, возникающих в магнитной жидкости в результате магниточувствительного фазового перехода (спинодального распада). Образование капельных агрегатов в магнитной жидкости наблюдается при понижении температуры или включении магнитного поля при наличии в феррожидкости крупных коллоидных частиц с энергией магнитодипольных взаимодействий в два – четыре раза выше энергии теплового движения. В магнитной жидкости самопроизвольно возникает множество сферических капель характерным размером до нескольких десятков микрометров, отличающихся от окружающей среды преобладанием крупных частиц, высокой концентрацией магнитной фазы и высокой магнитной проницаемостью (десятки единиц) [15-20]. На границе капельного агрегата с окружающей средой имеется поверхностное натяжение порядка  $10^{-6}$  Дж/м<sup>2</sup>. В нулевом поле процесс образования капельных агрегатов вполне аналогичен образованию тумана во влажном воздухе. Во внешнем магнитном поле капельные агрегаты об-

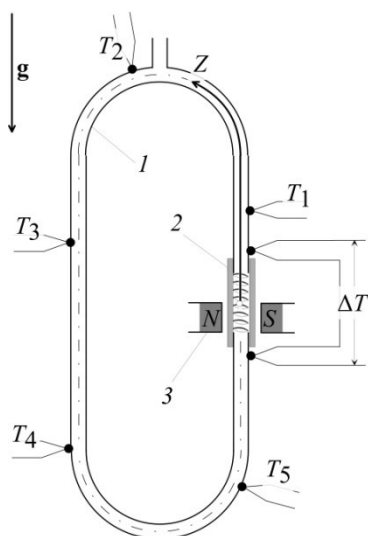
разуются при более высоких температурах, принимают веретенообразную форму и дрейфуют вдоль градиента напряженности. Массовый дрейф капельных агрегатов в неоднородном поле (т.е. магнитофорез) может привести к увлечению окружающей магнитной жидкости, появлению нестационарных вихревых течений и усилению локального массообмена на два порядка и более [21]. Однако в случае замкнутого гидродинамического контура с сильным магнитным полем, локализованным на небольшом участке, следует ожидать противоположного эффекта. Оседание капельных агрегатов на стенках канала в области с максимальной напряженностью поля может привести к уменьшению эффективного сечения канала (своеобразное «тромбирование») и подавлению тепловой конвекции вдоль контура вплоть до полной ее блокировки [8]. Так как повышение магнитного поля является, потенциально, одним из основных способов интенсификации терромагнитной конвекции в замкнутом контуре, то отсутствие информации о роли капельных агрегатов существенно сдерживает решение проблемы.

## 2. Экспериментальная установка и методика измерений

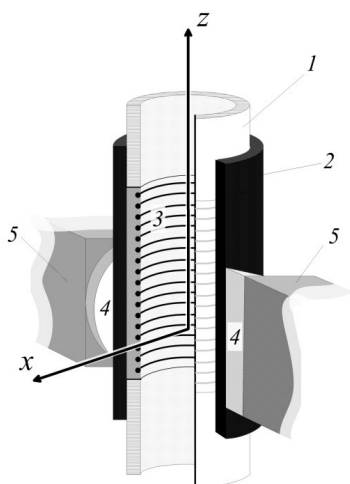
Для проведения экспериментов использовалась установка, аналогичная описанной в [8], однако с целью получить максимальную интенсивность терромагнитной конвекции напряженность магнитного поля в зазоре была увеличена в восемь раз. Вертикальный контур овальной формы был изготовлен из стеклянной трубки круглого сечения внутренним радиусом  $r_1 = 2.6$  мм и внешним радиусом  $r_2 = 3.6$  мм. Общая длина контура по оси канала составляла  $L = 35$  см. Нагреватель, представляющий собой катушку из нихромовой проволоки высотой 18 мм, был вставлен в разрез стеклянной трубки в середине вертикального участка контура (рис. 1). Для устранения паразитных магнитных полей обмотка нагревателя выполнялась бифилярно. Питание нагревателя осуществлялось стабилизированным источником постоянного тока НУ3003-D.

Отвод тепла от контура производился со всей его поверхности, без использования дополнительных радиаторов. Постоянство условий теплоотдачи на внешней поверхности трубки достигалось за счёт воздушного термостата, обеспечивающего равномерный ее обдув воздухом с постоянной температурой  $27^\circ\text{C}$ . Коэффициент теплоотдачи на поверхности стекла, измеренный ранее в независимом эксперименте [22], составлял  $\alpha = 20 \pm 2$  Вт/(м<sup>2</sup>·°C). Источником неоднородного магнитного поля служили два аксиально-намагниченных дисковых магнита типа «неодим-железо-бор», диаметром 15 мм и толщиной 3 мм, закреплённых на полюсных наконечниках магнитопровода из магнитомягкого феррита (рис. 2).

Магнитное поле охватывало область вблизи нагревателя длиной около 30 мм.

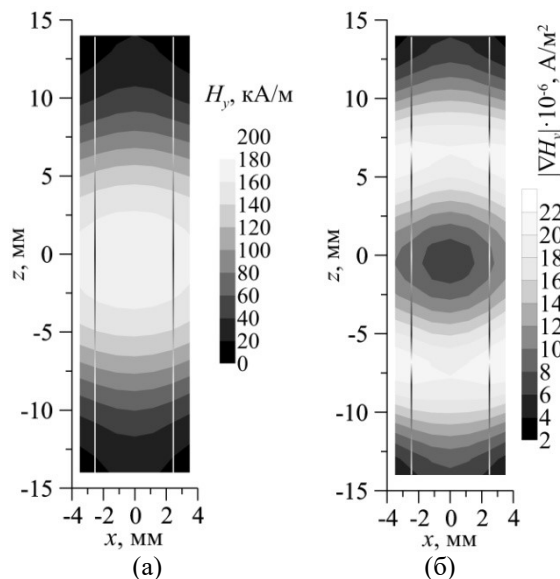


**Рис. 1.** Схема размещения спаев термопар на поверхности контура. 1 – стеклянная трубка, 2 – нагреватель, 3 – магнитная система. Начало координат помещено в центре нагревателя



**Рис. 2.** Устройство нагревателя. 1 – стеклянная трубка контура, 2 – пластиковый цилиндр, 3 – обмотка нагревателя в слое эпоксидной смолы, 4 – постоянные магниты, 5 – полюсные наконечники ферритового магнитопровода

Горизонтальная компонента напряжённости магнитного поля в центре рабочего зазора намагничивающей системы (в плоскости  $xOz$  на рис. 2) измерялась тесламером Ш1-15-У3 в отсутствие феррожидкости. Амплитудное значение напряжённости в центре зазора составило 190 кА/м, а характерное значение градиента напряжённости –  $10^7$  А/м<sup>2</sup> (рис. 3). Магнитное поле с такой напряжённостью можно считать сильным в том смысле, что намагниченность феррожидкости близка к намагниченности насыщения.



**Рис. 3.** Горизонтальная компонента напряжённости (а) и модуль градиента (б) магнитного поля в плоскости  $xOz$  рабочего зазора намагничивающей системы. Вертикальными линиями показана граница феррожидкости в нагревателе

Температурные измерения производились при помощи медь-константановых термопар с толщиной проводников 0.1 мм. Горячие спаи размещались на внешней поверхности стеклянной трубки, а холодные поддерживались при температуре охлаждающего воздуха. Термо-ЭДС в режиме реального времени измерялась милливольтметром Termodat 25M6. Измерение перепада температуры на нагревателе  $\Delta T$  производилось дополнительной термодатером, горячий и холодный спаи которой находились вблизи верхнего и нижнего концов нагревателя соответственно.

Постоянство коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  на внешней поверхности стеклянной трубки в режиме стационарной ламинарной конвекции обеспечивает экспоненциальное затухание температуры вдоль контура  $T \propto \exp(-kz)$ , и позволяет рассчитать число Нуссельта – безразмерный тепловой поток вдоль контура. Согласно [8]

$$\text{Nu} = \frac{4 \text{Bi} (3 + \text{Bi})}{K^2 (6 + 4 \text{Bi} + 0.75 \text{Bi}^2)}, \quad (3)$$

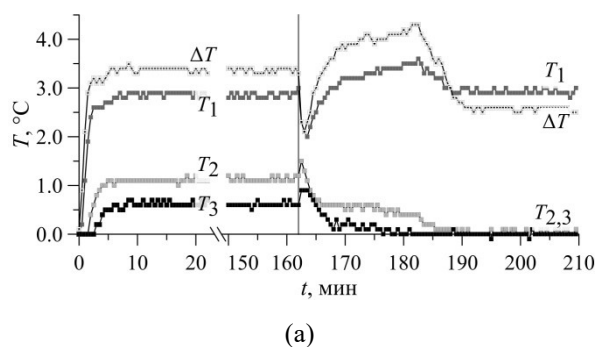
где  $\text{Bi} = ar_2 / \lambda_1$  – число Био,  $\lambda_1$  – теплопроводность жидкости,  $K = kr_1$  – безразмерный пространственный декремент затухания. Число Нуссельта, определяемое формулой (3), есть отношение полного теплового потока через поперечное сечение трубки к молекулярному теплотокоту без учёта тепловых потоков в стеклянных стенках контура. Таким образом, для расчета числа Нуссельта в наших опытах достаточно было построить экспериментальную кривую  $T = T(z)$  в полулогарифмических координатах и определить пространственный де-

кремент затухания. На рис. 4 в качестве примера приведены профили температуры вдоль канала, полученные в тестовом опыте с осветительным керосином (светлые символы) и в экспериментах с сепарированной феррожидкостью (тёмные символы), описанных ниже в разделе 5. Сплошные линии соответствуют экспоненциальной аппроксимации стационарного распределения температуры. Как видно из рисунка, в случае осветительного керосина, экспериментальные точки в пределах погрешности  $0.2\text{ }^\circ\text{C}$  ложатся на аппроксимирующую кривую.

### 3. Опыты с феррожидкостью, термодинамически неустойчивой в сильных полях

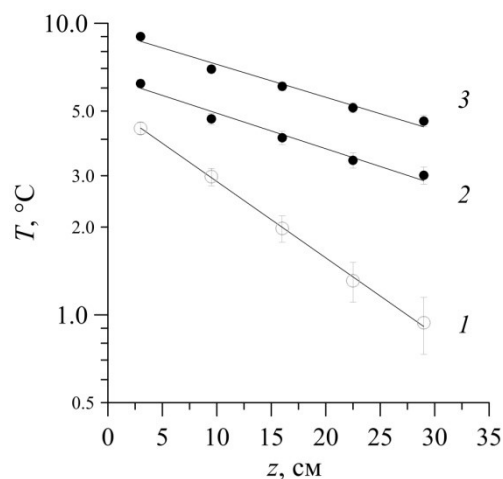
В этой серии опытов конвективный контур заполнялся магнитной жидкостью на основе керосина и магнетита, стабилизированной олеиновой кислотой. Жидкость плотностью  $\rho = 1.18\text{ г/см}^3$  и объёмной долей кристаллического магнетита  $\varphi_s = 0.090$  была синтезирована стандартным методом химического осаждения [1] без дополнительных мер (например, магнитная или центрифужная сепарация) по удалению крупнодисперсной фракции. В такой феррожидкости капельные агрегаты возникают уже в относительно слабых полях порядка нескольких десятков кА/м [15-20], а в отсутствие капельных агрегатов и магнитном поле 23 кА/м термомагнитная конвекция в вертикальном контуре приводит к усилению теплообмена в 2–4 раза [8].

Попытка дальнейшей интенсификации теплообмена путём наложения более сильного магнитного поля (до 190 кА/м), предпринятая в данной работе, привела к противоположному результату – практически полному затуханию конвекции. Соответствующие термограммы представлены на рис. 5. Термопары, измеряющие температуры  $T_2$  и  $T_3$ , реагируют на глобальное течение, охватывающее весь контур, а термопары, измеряющие  $T_1$  и  $\Delta T$ , – еще и на локальную конвекцию непосредственно над нагревателем. Время отсчитывается с



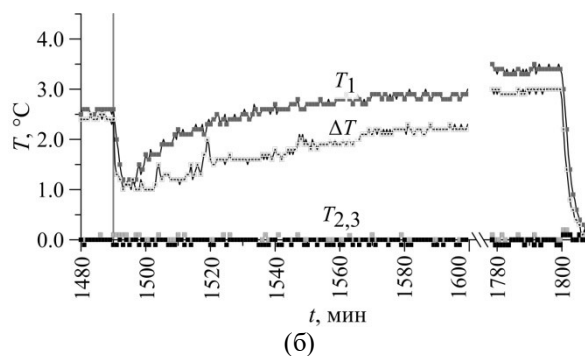
(а)

момента включения нагревателя. Видно, что в нулевом магнитном поле ( $t < 162$  мин) в контуре возникают как циркуляционная гравитационная конвекция, регистрируемая термопарами  $T_2$  и  $T_3$ , так и локальная. Отметим, что в отсутствие конвекции распределение температуры вдоль контура должно быть симметричным относительно центра нагревателя, а  $\Delta T = 0$ .



**Рис. 4.** Распределение температуры вдоль контура. Точки 1 соответствуют опытам с керосином при перепаде температуры на нагревателе  $\Delta T = 5.0\text{ }^\circ\text{C}$ ; точки 2, 3 – опытам с сепарированной феррожидкостью (раздел 5) в магнитном поле напряженностью  $H = 190\text{ кА/м}$  при  $\Delta T = 4.0$  и  $\Delta T = 5.0\text{ }^\circ\text{C}$  соответственно. Сплошные линии – аппроксимирующие экспоненты

Включение магнитного поля при  $t = 162$  мин приводит сначала к ослаблению глобальной циркуляции, а затем – ее полной блокировке. Стационарное распределение температуры вдоль контура установилось за 50–60 минут и сохранялось неизменным как минимум в течение суток. В стационарном режиме температуры  $T_2$  и  $T_3$ , измеряемые относительно температуры воздушного термостага, оказались пренебрежимо малыми (ниже порога чувствительности измерительного прибора). Это



(б)

**Рис. 5.** Термограммы опыта, демонстрирующего ослабление тепловой конвекции феррожидкости в сильном магнитном поле. Моменты включения (а) и отключения поля (б) показаны вертикальными чертами

говорит о практическом равенстве температуры части контура, удаленной от нагревателя, и температуры охлаждающего воздуха. Локальная конвекция вблизи нагревателя приводит к некоторому перераспределению температур  $T_1$  и  $\Delta T$ , так как включается дополнительно термомагнитный механизм, но ее интенсивность изменяется незначительно. Уменьшение разности температур  $\Delta T$  по сравнению с  $T_1$  объясняется, как мы полагаем, возникновением конкурирующей термомагнитной конвекции под нагревателем. Непосредственно над нагревателем существует комбинированная (гравитационная и термомагнитная) конвекция, а под нагревателем – только термомагнитная. Независимо от структуры конвективных течений вблизи нагревателя они локализованы на небольшом участке контура и не способны существенно повлиять на интегральный теплообмен. Таким образом, увеличение амплитуды магнитного поля с 23 кА/м до 190 кА/м не только не усилило глобальную термомагнитную конвекцию, но и блокировало относительно слабую гравитационную. Единственная причина такого результата, на наш взгляд, состоит в образовании капельных агрегатов и их осаждении на стенках канала вследствие магнитофореза. Участок канала в магнитном поле работает как магнитный фильтр, накапливая агрегаты до тех пор, пока сечение канала не перекрыется полностью из-за образовавшегося «тромба». Этот процесс можно считать достаточно быстрым, так как он лимитируется скоростью магнитофореза капельных агрегатов (порядка  $10^{-2}$  мм/с [18]) и в условиях проводившихся здесь опытов завершается за 25–30 мин (рис. 5, а).

Магнитное поле было выключено через 25 ч после начала опыта, и соответствующая термограмма приведена на рис. 5, б. Температура  $T_1$  и перепад температур  $\Delta T$  на нагревателе медленно увеличиваются, что говорит о восстановлении локализованной конвекции, существовавшей в начале опыта, однако глобальное циркуляционное течение отсутствует из-за оставшегося в нагревателе «тромба». Такой результат выглядит естественным, так как растворение «тромба», образовавшегося из капельных агрегатов, лимитируется очень медленными процессами диффузии коллоидных частиц. Характерное диффузионное время  $\tau = \ell^2 / \pi^2 D^2$ , где  $\ell$  – характерное расстояние,  $D \sim 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с – коэффициент диффузии. Уже при  $\ell = 1$  см характерное время ( $\tau \approx 700$  ч) становится неприемлемо большим. По этой причине опыт закончился выключением нагревателя спустя 30 ч.

#### 4. Приготовление и свойства термодинамически устойчивой феррожидкости

С целью предотвращения образования капельных агрегатов, препятствующих развитию термо-

магнитной конвекции в сильном поле, исходная феррожидкость типа «магнетит – керосин – олеиновая кислота» плотностью  $\rho = 0.963$  г/см<sup>3</sup> была подвергнута магнитной сепарации. Процесс сепарации заключался в продолжительном воздействии на сосуд с феррожидкостью градиентного магнитного поля с амплитудой около 300 кА/м. Капельные агрегаты скапливались в области с наибольшей напряженностью поля. Оставшаяся, термодинамически устойчивая жидкость отбиралась из сосуда для использования в конвективных экспериментах. Плотность жидкости  $\rho$  до и после проведения процесса измерялась пикнометром, вязкость  $\eta$  – ротационным вискозиметром. Средний магнитный момент  $\langle m \rangle$  и числовая плотность частиц  $n$  в жидкости определялись методом магнитогранулометрического анализа [23]. Кривые намагничивания исходного и сепарированного образцов измерялись методом дифференциальной прогонки и приведены на рис. 6.

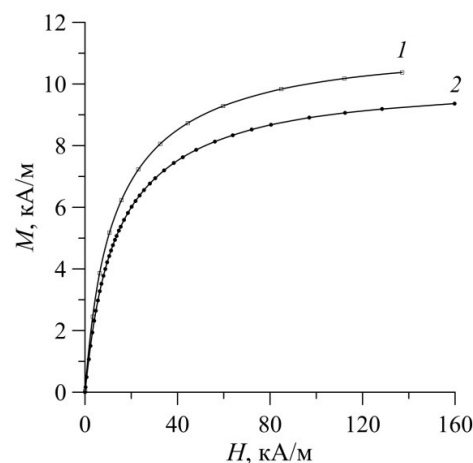


Рис. 6. Кривые намагничивания исходного 1 и сепарированного 2 образцов магнитной жидкости

Физические свойства исходной и сепарированной феррожидкостей

Свойство жидкости	Исходная жидкость	Сепарированный образец
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	0.963	0.944
$M_\infty$ , кА/м	11.2	10.1
$\varphi_s$	0.0414	0.0369
$\eta \cdot 10^3$ , Па·с	1.59	1.56
$n \cdot 10^{22}$ , м <sup>-3</sup>	3.88	3.83
$\langle m \rangle \cdot 10^{19}$ , А·м <sup>2</sup>	3.00	2.63
$\chi$	0.859	0.656

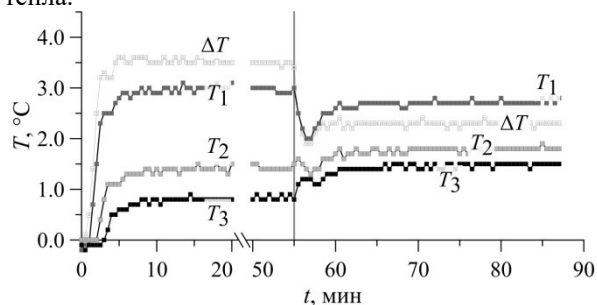
Из таблицы видно, что сепарирование магнитной жидкости привело к лишь к небольшому (на 2–3%) изменению плотности, вязкости и концентрации частиц. Более существенное уменьшение (15%) наблюдается в величине среднего магнитного момента частиц  $\langle m \rangle$ , начальной магнитной восприимчивости  $\chi$  (30%) и намагниченности насыщения жидкости  $M_\infty$  (11%). Такой результат свиде-

тельствует об удалении из раствора наиболее крупных частиц с наибольшей энергией межчастичных взаимодействий, ответственных за формирование капельных агрегатов.

## 5. Опыты с сепарированной феррожидкостью в сильном поле

Опыты с сепарированной феррожидкостью были направлены на проверку ее качества с точки зрения агрегативной устойчивости и получение зависимости  $Nu = Nu(Ra)$  в сильном магнитном поле.

Термограмма, демонстрирующая динамику температуры вдоль контура при включении магнитного поля, представлена на рис. 7. Время отсчитывается с момента включения нагревателя мощностью 0.4 Вт. Стационарная гравитационная конвекция, как и ранее, развивается за ~20 мин. Магнитное поле включается при  $t = 55$  мин, и после непродолжительного ~5 минут переходного процесса в контуре устанавливается новое стационарное распределение температуры. Уменьшается перепад температуры на нагревателе  $\Delta T$  и увеличивается температура в точке  $T_3$  на противоположном вертикальном участке контура, что говорит об интенсификации конвективного переноса тепла.

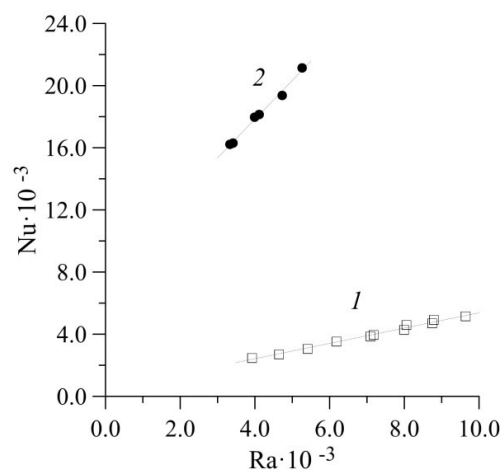


**Рис. 7.** Термограмма опыта, демонстрирующего усиление конвективного теплопереноса феррожидкостью в сильном поле. Момент включения поля показан вертикальной чертой

В дальнейших опытах мощность нагревателя изменялась ступенчато в диапазоне 0.6 – 1.2 Вт. Для устранения «дребезга» термопарных измерений, связанного с дискретностью цифрового мультиметра (см., например, рис 5), производилось накопление данных в течении 60 мин с интервалом 30 с и последующее усреднение.

Примеры стационарных профилей температуры показаны темными символами на рис 4. Сплошные линии 2 и 3 соответствуют аппроксимирующим экспонентам. Заметно, что в опытах с магнитной жидкостью распределение температуры описывается экспонентой несколько хуже, чем в случае керосина: температура  $T_1$  выглядит завышенной. По нашему мнению, это обстоятельство является следствием цилиндрической асимметрии

магнитного поля на нагретом участке канала, незаметной в опытах по гравитационной конвекции керосина ввиду нечувствительности керосина к магнитному полю. Впрочем, локальные отклонения профиля температуры от экспоненциального закона не являются значимыми в сравнении с наблюдаемым эффектом: наклон кривых (т.е. показатель экспоненты), соответствующих опытам с магнитной жидкостью, примерно в 2.5 раза меньше наклона кривой 1, соответствующей гравитационной конвекции керосина. Согласно формуле (3), это означает примерно шестикратное усиление конвективного теплообмена за счет пондеромоторных сил. Таким образом, удаление из феррожидкости крупных частиц, ответственных за образование капельных агрегатов, качественно меняет ситуацию с конвекцией в замкнутом контуре. Если феррожидкость с крупнодисперсной фракцией полностью блокирует глобальное циркуляционное течение, включая гравитационную конвекцию, то сепарированная феррожидкость, очищенная от крупных частиц, усиливает интенсивность конвекции в сильном магнитном поле и интегральный теплоток в шесть раз и более.



**Рис. 8.** Число Нуссельта в зависимости от теплового числа Рэлея в конвективной петле. Точки 1 соответствуют гравитационной конвекции керосина, 2 - смешанной (термомагнитной и гравитационной) конвекции феррожидкости в сильном магнитном поле

Зависимость числа Нуссельта от теплового числа Рэлея  $Nu(Ra)$  для экспериментов с феррожидкостью, подвергнутой магнитной сепарации, показана на рис. 8 темными символами. Число Нуссельта рассчитывалось по формуле (3). Тепловое число Рэлея (1) определялось через перепад температуры на нагревателе. Плотность и вязкость феррожидкости приведены в таблице, остальные теплофизические свойства рассчитывались по известным формулам [7, 9]. Для сравнения, на рисунке приведена экспериментальная кривая  $Nu(Ra)$ , соответствующая гравитационной конвек-

ции керосина (светлые символы) [8]. Как видно из рисунка, в области тепловых чисел Рэлея  $3-5 \cdot 10^3$  безразмерный осевой тепловой поток в магнитной жидкости при наложении сильного поля на участок контура вблизи нагревателя в 6–7 раз превосходит теплопоток при гравитационной конвекции керосина.

Этот результат, с одной стороны, показывает возможность интенсификации теплообмена в замкнутом контуре за счёт термомагнитной конвекции в сильном поле и, с другой стороны, демонстрирует необходимость извлечения из феррожидкости крупных частиц, вызывающих её концентрированное расслоение.

## 6. Заключение

С целью получения информации о термомагнитной конвекции феррожидкости в замкнутом вертикальном гидродинамическом контуре при наложении сильного магнитного поля на участок контура вблизи нагревателя проведено два эксперимента, отличающихся дисперсным составом однодоменных частиц в жидкости. Первый эксперимент продемонстрировал существенное ослабление конвективного теплопереноса при воздействии сильного поля на магнитную жидкость, содержащую крупнодисперсную фракцию частиц. По нашему мнению, наблюдаемое явление связано с образованием в жидкости капельных агрегатов – областей с высокой концентрацией коллоидных частиц, обладающих высокой вязкостью, плотностью и отделённых от остальной жидкости межфазной границей [15–20]. Капельные агрегаты концентрируются в области нагревателя, увеличивают гидравлическое сопротивление контура (что приводит к ослаблению конвекции), а затем практически полностью блокируют глобальную циркуляцию. Остаются только слабые вихревые течения, локализованные снизу и сверху нагревателя.

Второй эксперимент проведен с феррожидкостью, прошедшей магнитную сепарацию и освобожденной от крупных частиц, ответственных за возникновение капельных агрегатов. В этом случае на гравитационную конвекцию накладывается термомагнитная конвекция и многократно усиливается теплоперенос вдоль контура. Измерения безразмерного осевого теплопотока (числа Нуссельта) показали его увеличение в 6–7 раз по сравнению с опытами по конвекции с керосином.

Таким образом, усиление теплообмена за счёт термомагнитной конвекции в сильных градиентных полях может быть достигнуто только при применении в качестве теплоносителя термодинамически устойчивых магнитных жидкостей.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Российской академии наук (рег. №: АААА-А20-120020690030-5).

## Список литературы

1. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 356 с.
2. *Шлюмис М. И.* Магнитные жидкости // Успехи физических наук. 1974. Вып. 112. № 3. С. 427–458.
3. *Е. Е. Бибик, И. С. Лавров.* Патент СССР № 457666. Способ получения феррожидкости. 1972.
4. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
5. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 487 с.
6. *Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О.* Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
7. *Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С.* Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.
8. *Косков М. А., Пшеничников А. Ф.* Термомагнитная конвекция феррожидкости в вертикальном гидродинамическом контуре: интенсификация теплообмена в магнитном поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2022. Т. 162. Вып. 6 (12). С. 926–940. DOI: 10.31857/S0044451022120136.
9. *Lian W., Xuan Y., Li Q.* Design method of automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect of magnetic fluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 5451–5458. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.04.031.
10. *Li Q., Lian W., Sun H., Xuan Y.* Investigation on operation characteristics of a miniature automatic cooling device // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 51. P. 5033–5039. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.04.031.
11. *Bahirael M., Handi M.* Automatic cooling by means of thermomagnetic phenomenon of magnetic nanofluid in a toroidal loop // Applied Thermal Engineering. 2016. Vol. 107. P. 700–708. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.07.021.
12. *Aursand E., Gjennestad M. A., Lervåg K. Y., Lund H.* Potential of enhancing a natural convection loop with a thermomagnetically pumped ferrofluid // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2016. Vol. 417. P. 148–159. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.05.029.
13. *Varma V. B., Cheekati S. K., Pattanaik M. S., Ramanujan R. V.* A magnetic nanofluid device for excellent passive cooling of light emitting diodes // Energy Reports. 2022. Vol. 8. P. 7401–7419. DOI: 10.1016/j.egy.2022.05.237.
14. *Косков М. А., Пшеничников А. Ф.* Конвекция магнитной жидкости в замкнутом гидродинамическом контуре // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 2. С. 14–22. DOI: 10.17072/1994-3598-2021-2-14-22.



15. Пшеничников А. Ф., Шурубор И. Ю. Расслоение магнитных жидкостей: условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1987. Т. 51, № 6. С. 1081–1087.
16. Morozov K. I., Pshenichnikov A. F., Raikher Yu. L., Shliomis M. I. Magnetic properties of ferrocolloids: the effect of interparticle interactions // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. Vol. 65. N. 2–3. P. 269–272. DOI: 10.1016/0304-8853(87)90048-5.
17. Zubarev A. Yu., Ivanov A. O. Kinetics of a magnetic fluid phase separation induced by an external magnetic field // Physical Review E. 1997. Vol. 55. N. 6. P. 7192–7202. DOI: 10.1103/PhysRevE.55.7192.
18. Ivanov A. O. Phase separation in magnetic colloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. Vol. 201. N. 1–3. P. 234–237. DOI: 10.1016/S0304-8853(99)00050-5.
19. Iskakova L. Yu., Smelchakova G. A., Zubarev A. Yu. Condensation phase transitions in ferrofluids // Physical Review E. 2009. Vol. 79. N. 1. P. 399–407. DOI: 10.1103/PhysRevE.79.011401.
20. Ivanov A. S. Temperature dependence of the magneto-controllable first-order phase transition in dilute magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. Vol. 441. N. 10. P. 620–627. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.059.
21. Ivanov A. S., Pshenichnikov A. F. On natural solutal convection in magnetic fluids // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27. N. 9, 092001. DOI: 10.1063/1.4930601.
22. Koskov M. Technical framework for studying thermomagnetic convection in an extended closed loop // Magnetohydrodynamics. 2022. Vol. 58. N. 3. P. 267–274. DOI: 10.22364/mhd.58.3.3.
23. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996. Vol. 161. P. 94–102.
7. Berkovsky B. M., Medvedev V. F., Krakov M. S. *Magnetic Fluids*. Oxford: Oxford University Press, 1993. 243 pp.
8. Koskov M. A., Pshenichnikov A. F. Thermomagnetic convection of a ferrofluid in a vertical hydrodynamic loop: intensification of heat exchange in magnetic field. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2022, vol. 135, pp. 884–896.
9. Lian W., Xuan Y., Li Q. Design method of automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect of magnetic fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, vol. 52, pp. 5451–5458.
10. Li Q., Lian W., Sun H., Xuan Y. Investigation on operation characteristics of a miniature automatic cooling device. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, vol. 51, pp. 5033–5039.
11. Bahirael M., Handi M. Automatic cooling by means of thermomagnetic phenomenon of magnetic nanofluid in a toroidal loop. *App. Thermal Eng.*, 2016, vol. 107, pp. 700–708.
12. Aursand E., Gjennestad M. A., Lervåg K. Y., Lund H. Potential of enhancing a natural convection loop with a thermomagnetically pumped ferrofluid. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2016, vol. 417, pp. 148–159.
13. Varma V. B., Cheekati S. K., Pattanaik M. S., Ramanujan R. V. A magnetic nanofluid device for excellent passive cooling of light emitting diodes. *Energy Reports*, 2022, vol. 8, pp. 7401–7419.
14. Koskov M. A., Pshenichnikov A. F. Convection of magnetic fluid in a closed hydrodynamic loop. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2021, no. 2, pp. 14–22. (In Russian)
15. Pshenichnikov A. F., Shurubor I. Yu. Stratification of magnetic fluids: conditions of formation and magnetic properties of drop-like aggregates. *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.*, 1987, vol. 51, no. 6, pp. 40–46.
16. Morozov K. I., Pshenichnikov A. F., Raikher Yu. L., Shliomis M. I. Magnetic properties of ferrocolloids: the effect of interparticle interactions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1987, vol. 65, no. 2–3, pp. 269–272.
17. Zubarev A. Yu., Ivanov A. O. Kinetics of a magnetic fluid phase separation induced by an external magnetic field. *Physical Review E*, 1997, vol. 55, no. 6, pp. 7192–7202.
18. Ivanov A. O. Phase separation in magnetic colloids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1999, vol. 201, no. 1–3, pp. 234–237.
19. Iskakova L. Yu., Smelchakova G. A., Zubarev A. Yu. Condensation phase transitions in ferrofluids. *Physical Review E*, 2009, vol. 79, no. 1, pp. 399–407.
20. Ivanov A. S. Temperature dependence of the magneto-controllable first-order phase transition in dilute magnetic fluids. *Journal of Magnetism*

## References

1. Rosensweig R. E. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1985.
2. Shliomis M. I. *Magnetic Fluids. Sov. Phys. Usp.*, 1974, vol. 17, p. 153.
3. Bibik E. E., Lavrov I. S. *Sposob polucheniya ferrozhidkosti* [Method of ferrofluid production]. Patent USSR N. 457666, 1972 (In Russian).
4. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective Stability of Incompressible Fluids*. Jerusalem: Keter Press, 1976. 330 p.
5. Isachenko V. P., Osipova V. A., Sukomel A. S. *Heat Transfer*. Honolulu: Hawaii University Press, 2000, 493 p.
6. Blums E. Ya., Cebers A. O., Maiorov M. M.

- and Magnetic Materials*, 2017, vol. 441, no. 10, pp. 620-627
21. Ivanov A.S., Pshenichnikov A. F. On natural solutal convection in magnetic fluids. *Physics of Fluids*, 2015, vol. 27, no. 9, 092001.
  22. Koskov M. Technical framework for studying thermomagnetic convection in an extended closed loop, *Magneto-hydrodynamics*, 2022, vol. 58, no. 3, pp. 267-274.
  23. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, vol. 161, pp. 94-102.

**Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:**

Косков М. А., Пшеничников А. Ф. Термомангнитная конвекция в гидродинамическом контуре: роль капельных агрегатов // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 4. С. 45–54. doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-45-54

**Please cite this article in English as:**

Koskov M. A., Pshenichnikov A. F. Thermomagnetic convection in a hydrodynamic loop: the role of drop-like aggregates. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 4, pp. 45–54. doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-45-54

**Сведения об авторах**

1. Михаил Андреевич Косков, младший научный сотрудник, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013; ассистент, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068.
2. Александр Фёдорович Пшеничников, д-р. физ.-мат. наук, проф., г.н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013

**Author information**

1. Mikhail A. Koskov, Engineer, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Acad. Koroleva str. 1, 614013, Perm, Russia; Assistant, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia.
2. Alexander F. Pshenichnikov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Chief Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia