

Оригинальная статья / Original article

УДК 537.84

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-3-67-79>

Тепловая конвекция магнитной жидкости в вертикальном контуре: влияние теплового и магнитного чисел Релея на интенсивность теплообмена

М.А. Косков^{1✉}, А.Ф. Пшеничников¹

¹ Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук
ул. Академика Королева, д. 1, г. Пермь 614013, Российская Федерация

✉ e-mail: koskov.m@icmm.ru

Резюме

Цель исследования. Поиск функциональной зависимости интегрального теплопотока от теплового и магнитного чисел Релея при комбинированной (гравитационной и термомагнитной) конвекции феррожидкости в замкнутом гидродинамическом контуре и уточнение вклада термомагнитного механизма конвекции.

Методы. Первичные данные получены в рамках лабораторного эксперимента на вертикальном гидродинамическом контуре, заполненном феррожидкостью, с локализованными источниками тепла и магнитного поля напряжённостью до 29 кА/м. Использованы четыре образца феррожидкости типа «магнетит + керосин + олеиновая кислота» с одинаковым дисперсным составом частиц, но отличающиеся концентрацией магнитной фазы. Безразмерный интегральный теплопоток (число Нуссельта (Nu)) рассчитан по распределению температуры вдоль контура в стационарном режиме. Гравитационное и магнитное числа Релея определены через диаметр канала и перепад температуры на его нагретом участке. Термомагнитный коэффициент феррожидкости рассчитывался в рамках бидисперсной модели.

Результаты. Показано, что экспериментальные данные по интегральному теплопотоку, включая случай нулевого магнитного поля, подчиняются универсальной зависимости $Nu = f(Rae)$.

Заключение. Для представления результатов экспериментального исследования выбраны безразмерные параметры – число Нуссельта и эффективное число Релея, учитывающие геометрию установки, теплофизические и магнитные свойства феррожидкости и параметры магнитного поля. Показано, что для построения универсальной кривой $Nu = f(Rae)$ достаточно в качестве эффективного числа Релея Rae выбрать линейную комбинацию теплового и магнитного чисел Релея: $Rae = Ra_T + \zeta \cdot Ra_m$. Полученная кривая $Nu = f(Rae)$ обобщает полученную нами информацию о конвективном теплопереносе для опытов с феррожидкостями разной концентрации во внешнем магнитном поле с напряжённостью до 29 кА/м. Безразмерный параметр ζ в наших опытах был равен 0,29, но в общем случае должен зависеть от геометрии установки.

Ключевые слова: тепловая конвекция; магнитная жидкость; замкнутый контур; теплоперенос; магнитное поле; безразмерные параметры.

Финансирование: Работа выполнена в рамках гос. задания, рег. номер темы: AAAA-A20-120020690030-5.

Конфликт интересов: Авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

Для цитирования: Косков М.А., Пшеничников А.Ф. Тепловая конвекция магнитной жидкости в вертикальном контуре: влияние теплового и магнитного чисел Релея на интенсивность теплообмена // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2025. Т. 15, № 3. С. 67–179. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-3-67-79>.

Поступила в редакцию 14.08.2025

Подписана в печать 05.09.2025

Опубликована 30.09.2025

Thermal convection of magnetic fluid in a vertical loop: influence of thermal and magnetic Rayleigh numbers on heat transfer intensity

Mikhail A. Koskov¹✉, Alexander F. Pshenichnikov¹

¹ Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy of Sciences
1 Akademika Koroleva Str., Perm 614013, Russian Federation

✉ e-mail: koskov.m@icmm.ru

Abstract

Purpose of research. Investigation of the functional relationship between integral heat flux and both thermal and magnetic Rayleigh numbers in combined (gravitational and thermomagnetic) convection of ferrofluid within a closed hydrodynamic loop, with assessment of the thermomagnetic convection mechanisms contribution.

Methods: Experimental data were obtained from a vertical hydrodynamic loop filled with a magnetite-kerosene-oleic acid ferrofluid, subjected to localized heating and magnetic fields up to 29 kA/m. Four ferrofluid samples with identical particle size distributions but varying magnetic phase concentrations were investigated. The dimensionless integral heat flux, expressed as the Nusselt number (Nu), was determined from steady-state temperature profiles along the circuit. Both gravitational (Ra_T) and magnetic (Ra_m) Rayleigh numbers were calculated using the channel diameter and temperature difference across the heated section. The ferrofluid's pyromagnetic coefficient was evaluated via a bidisperse model.

Results: The experimental results demonstrate that the integral heat flux data, including the zero-field case, follow a universal scaling relation $Nu = f(Ra_e)$.

Conclusion: To characterize the experimental results, we employed dimensionless parameters—the Nusselt number (Nu) and the effective Rayleigh number (Ra_e)—which incorporate the system geometry, the ferrofluid's thermophysical and magnetic properties, and the applied magnetic field conditions. Our analysis demonstrates that a universal scaling relation $Nu = f(Ra_e)$ can be established by defining the effective Rayleigh number as a linear combination of the thermal (Ra_T) and magnetic (Ra_m) Rayleigh numbers: $Ra_e = Ra_T + \zeta \cdot Ra_m$. This unified representation successfully describes convective heat transfer across all tested conditions, including ferrofluids of varying concentrations subjected to magnetic fields up to 29 kA/m. The empirical coefficient ζ was determined to be 0.29 in our experimental configuration, though we note this parameter may generally depend on system geometry.

Keywords: thermal convection; magnetic fluid; closed loop; heat transfer; magnetic field; dimensionless parameters.

Funding: The work was completed within the framework of the state assignment, reg. number: AAAA-A20-120020690030-5.

Conflict of interest: The Authors declare no apparent or potential conflicts of interest related to the publication of this article.

For citation: Koskov M.A., Pshenichnikov A.F. Thermal convection of magnetic fluid in a vertical loop: influence of thermal and magnetic Rayleigh numbers on heat transfer intensity. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii* = *Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2025;15(3):67-79. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-3-67-79>.

Received 14.08.2025

Accepted 05.09.2025

Published 30.09.2025

Введение

Магнитная жидкость (феррожидкость) – коллоидный раствор однодоменных ферро- или ферритмагнитных наночастиц [1]. Сохраняя текучесть во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, она приобретает намагниченность $\mathbf{M}$ до нескольких десятков килоампер на метр [2], что приводит к появлению объемной пондеромоторной силы $\mu_0 M \nabla H$ ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м), если магнитное поле неоднородное [3]. В однородной по температуре жидкости эта сила потенциальна и вызывает магнитную добавку к гидростатическому давлению. При неоднородном нагреве жидкости потенциальность пондеромоторной силы нарушается из-за температурной зависимости намагниченности и возникает термомагнитная конвекция. Охлажденная жидкость движется в область сильного магнитного поля, вытесняя тёплые слои с меньшей намагниченностью.

Исследования по термомагнитной конвекции имеют давнюю историю и проводятся начиная с семидесятых годов прошлого века [4]. Наиболее подробно исследован вопрос об устойчивости механического равновесия неоднородно нагретой магнитной жидкости в полостях различной геометрии: плоском горизонтальном слое [5], вертикальном канале [6], шаровой [7] и кубической [8] полостях. В прикладном плане термомагнитный механизм конвекции представляет интерес как средство усиления естественной конвекции в охлаждающих устройствах путём замены обычного жидкого теплоносителя магнитной жидкостью и наложения магнитного поля [9]. Чаще всего рассматривается замкнутый гидродинамический контур, циркулирующая по которому магнитная жидкость непрерывно переносит тепло от нагревателя к холодильнику [10]. В таком контуре компактный источник магнитного поля (постоянный магнит [11] или соленоид [12]) располагается вблизи

нагревателя. Несмотря на довольно большое число работ, опубликованных по этой тематике к настоящему времени, информация о функциональной связи между интегральным теплотокотом (числом Нуссельта) и безразмерными управляющими параметрами (гравитационным и магнитным числами Релея) в общем случае отсутствует. Она известна только для задач об устойчивости механического равновесия неоднородно нагретой магнитной жидкости. Так, согласно [13] механическое равновесие устойчиво, если модифицированное число Релея, равное сумме гравитационного и магнитного чисел Релея

$$Ra_e = (g\beta\rho + \mu_0\beta_m M |\nabla H|) \frac{h^3 \Delta T}{a\eta}, \quad (1)$$

меньше некоторого критического значения, зависящего от геометрии полости и граничных условий. В формуле (1): g – ускорение свободного падения; ρ , a , η – плотность, температуропроводность и динамическая вязкость жидкости соответственно; $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)$ – коэффициент её объёмного теплового расширения; $\beta_m = -M^{-1}(\partial M/\partial T)$ – температурный коэффициент намагниченности; h – характерный размер сосуда; ΔT – характерный перепад температуры внутри полости с жидкостью. К сожалению, прямое обобщение формулы (1) на задачи о термомагнитной конвекции в контуре не работает, поэтому результаты экспериментов (например, [14]) представляются в виде частных зависимостей между размерными величинами.

В настоящей работе анализируются данные наших экспериментов на замкнутом контуре по комбинированной (гравитационной и термомагнитной) конвекции феррожидкости. *Цель работы* – поиск универсальной зависимости интегрального теплотокота от теплового и магнитного чисел Релея и уточнение вклада термомагнитного механизма конвекции.

Материалы и методы

Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений опубликовано в [15]. Ниже приведена только краткая информация, необходимая для корректной интерпретации первичных данных. Эксперименты проводились на вертикальном замкнутом контуре овальной формы, изготовленном из тонкой стеклянной трубки круглого сечения

(рис. 1, *a*). Короткий цилиндрический нагреватель (рис. 1, *b*) вклеивался в разрез вертикального участка контура. Отвод тепла производился со всей поверхности трубки путём её обдува воздухом фиксированной температуры $T_0 = 27^\circ\text{C}$. Источником неоднородного магнитного поля служили полюсные наконечники ферритового магнитопровода, в зазоре между которыми симметрично располагался нагреватель.

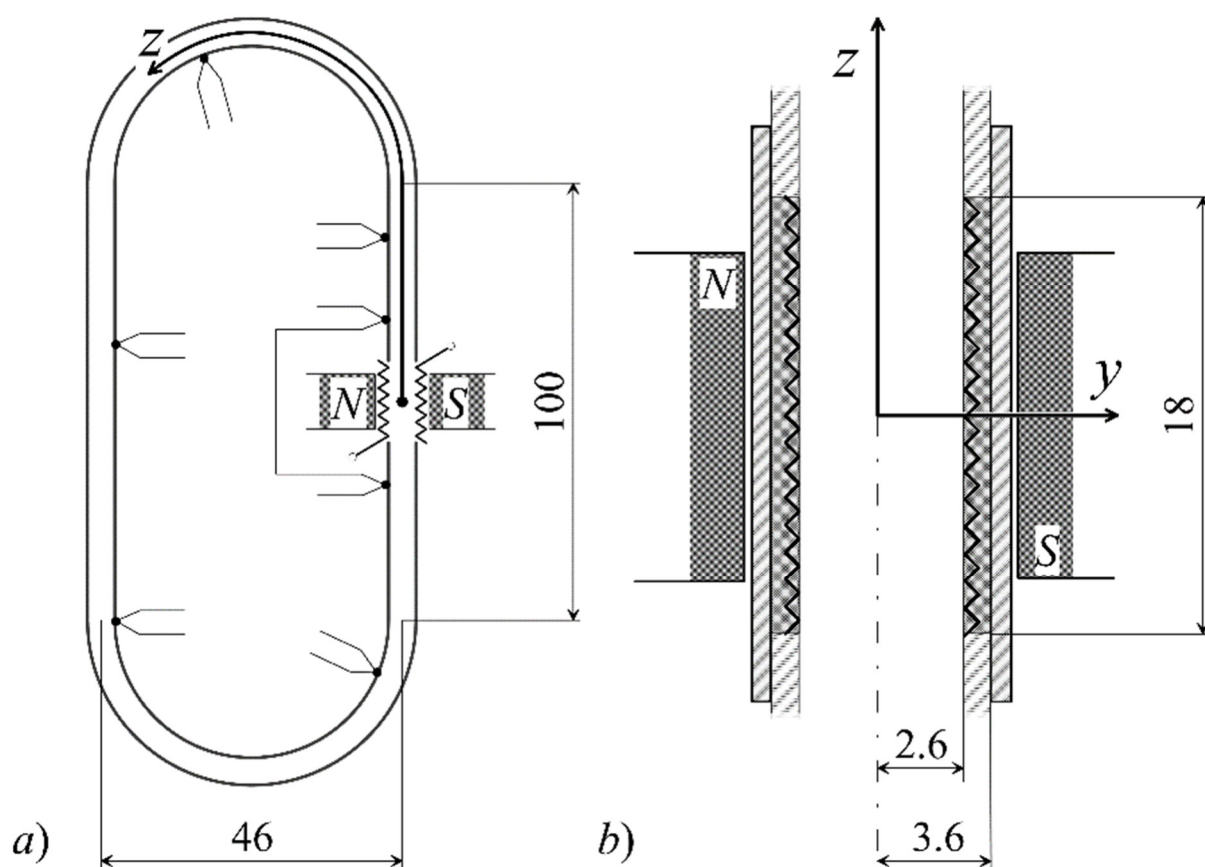


Рис. 1. Схема экспериментального контура (а), нагревателя (b) и система координат (размеры указаны в миллиметрах)

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental loop (a), heater (b) and coordinate system (Dimensions are in millimetres)

Распределение горизонтальной компоненты напряжённости поля H_0 на оси канала в отсутствие магнитной жидкости

показано точками на рисунке 2. Амплитудное значение $H_{0\max}$ достигается в начале координат.

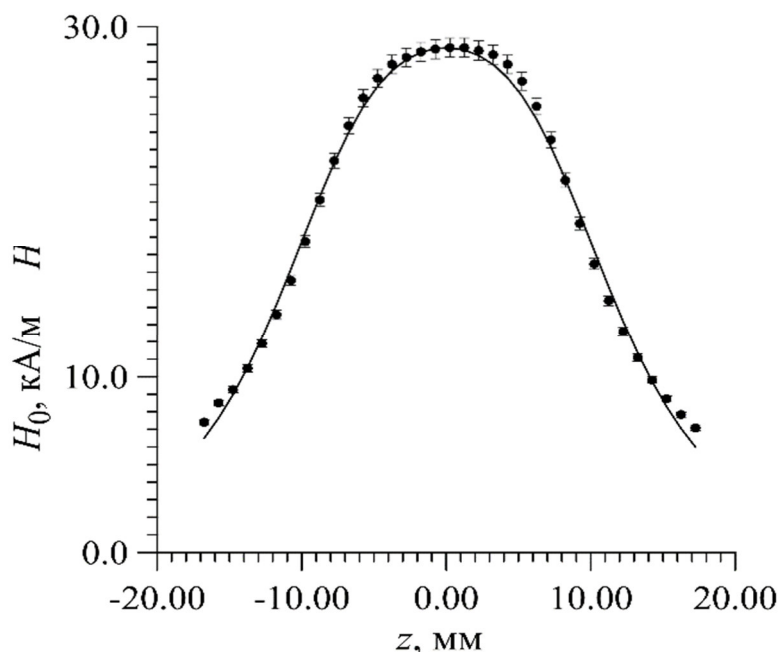


Рис. 2. Горизонтальная компонента напряжённости магнитного поля в воздушном зазоре намагничивающей системы (точки – измеренные значения, сплошная линия – аппроксимация)

Fig. 2. Horizontal component of magnetic field strength in the air gap of the magnetizing system (dots are measured values, solid line is approximation)

Теплоносителем в экспериментах служила магнитная жидкость типа «магнетит + керосин + олеиновая кислота». Четыре образца жидкости были получены путём разбавления керосином базового высококонцентрированного раствора. Таким образом, дисперсный состав коллоидных частиц был одинаковым во всех образцах. Некоторые свойства образцов представлены в таблице 1 в сравнении со свойствами чистого керосина. С каждым

из образцов проведено три серии опытов, отличающихся мощностью нагревателя и амплитудой магнитного поля: первая серия в поле $H_{0 \max} = 29$ кА/м (как на рис. 2), вторая – в поле пониженной амплитуды $H_{0 \max} = 23$ кА/м и третья – в нулевом магнитном поле. В контрольных опытах использовался чистый керосин. Мощность нагревателя поддерживалась постоянной в течение всего опыта.

Таблица 1. Свойства керосина и образцов магнитной суспензии при $T_0 = 27^\circ\text{C}$ по данным [17]

Table 1. Properties of kerosene and magnetic fluid samples at $T_0 = 27^\circ\text{C}$ according to [17]

Образец	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{ кг/м}^3$	$\beta \cdot 10^3, \text{ K}^{-1}$	$a \cdot 10^8, \text{ м}^2/\text{с}$	$\lambda, \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\eta \cdot 10^3, \text{ Па} \cdot \text{с}$	$M_\infty, \text{ кА/м}$
Керосин	0,78	0,88	7,0	0,11	1,07	—
1	0,96	0,77	7,6	0,12	1,63	13,9
2	1,05	0,70	7,8	0,13	2,26	20,2
3	1,13	0,67	8,0	0,13	2,72	26,7
4	1,22	0,62	8,3	0,14	3,74	33,8

Измерения температуры на внешней поверхности контура играют ключевую

роль в наших экспериментах, т. к. позволяют определить число Нуссельта – безраз-

мерный параметр, равный отношению интегрального теплотокота от нагревателя в условиях стационарной конвекции к такому же теплотокоту при отсутствии конвекции [16]. Согласно данным [17] при стационарном течении жидкости в контуре возмущение температуры на его внешней поверхности вне нагревателя спадает с продольной координатой по экспоненциальному закону

$$T \propto \exp(-kz).$$

Декремент k , определяемый по показаниям термопар, позволяет рассчитать числа Нуссельта:

$$Nu = \frac{4 Bi(3 + Bi)}{(kr_1)^2 (6 + 4 Bi + 0,75 Bi^2)}, \quad (2)$$

где $Bi = \alpha r_2 / \lambda$ – число Био [16]; $\alpha = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – коэффициент теплоотдачи с поверхности контура; $r_1 = 2,6 \text{ мм}$ и $r_2 = 3,6 \text{ мм}$ – внутренний и внешний радиусы трубки соответственно; λ – теплопроводность жидкости, зависящая от концентрации магнитной фазы.

Температура поверхности трубки измерялась с помощью миниатюрных медь-константановых термопар после установления в контуре стационарного температурного режима. Расположение горячих спаев термопар показано на рисунке 1, а.

Тепловое число Релея определялось стандартным образом – через радиус канала r_1 и перепад температуры ΔT на нагревателе в стационарном режиме. Величина ΔT измерялась дифференциальной термопарой (см. рис. 1, а).

$$Ra_T = \frac{g \beta \rho r_1^3 \Delta T}{a \eta}. \quad (3)$$

Сильная неоднородность магнитного поля, его градиента и намагниченности в окрестности нагревателя не позволяют записать магнитное число Релея в форме, используемой в задачах об устойчивости

механического равновесия, как это отражено в формуле (1). По этой причине в качестве единиц измерения напряжённости поля и намагниченности были выбраны амплитуда напряжённости поля $H_{\max}$ в жидкости и соответствующая ей намагниченность $M_{\max}$. С учетом этого замечания магнитное число Релея выражается формулой

$$Ra_m = \frac{\mu_0 \beta_m M_{\max} H_{\max} r_1^3 \Delta T}{a \eta b}, \quad (4)$$

где b – характерное расстояние, на котором происходит существенное изменение напряжённости поля в феррожидкости. В данной работе в качестве b выбран поперечный размер полюсных наконечников магнитной системы, равный 14 мм.

Отметим здесь, что напряжённость поля внутри жидкости существенно отличается от напряженности внешнего поля в силу размагничивающих эффектов [18]. В частности, $H_{\max}$ и $M_{\max}$ связаны известным соотношением

$$H_{\max} = H_{0 \max} - \kappa M_{\max}, \quad (5)$$

где κ – размагничивающий фактор. В условиях настоящей работы $\kappa = 0,5$, что соответствует длинному цилиндру в ортогональном поле. Уравнение (5) и известная кривая намагничивания $M_{\max} = f(H_{\max})$ образуют замкнутую систему уравнений для определения $M_{\max}$ и $H_{\max}$.

В качестве примера на рисунке 3 приведена экспериментальная кривая намагничивания для образца с намагниченностью насыщения $M_{\infty} = 20,2 \text{ кА/м}$ и её аппроксимация в рамках бидисперсной модели (по данным [19]). Под бидисперсной аппроксимацией в настоящей работе понимается формальное разложение кривой намагничивания в ряд по функциям Ланжевена с учетом первых двух членов.

$$M(H) = M_1(H) + M_2(H) = M_{1\infty} L(\xi_1) + M_{2\infty} L(\xi_2), \quad (6)$$

где $M_{i\infty} = m_i n_i$ – вклады двух виртуальных фракций в намагниченность насыщения феррожидкости, а $\xi_i = H/H_i^*$ – соответствующие этим фракциям параметры Ланжевена. Так как межчастичные взаимодействия и полидисперсность частиц в равной

(по порядку величины) степени увеличивают равновесную намагниченность [20], то, используя параметры бидисперсной модели в качестве подгоночных, удаётся описать формально всю кривую намагничивания.

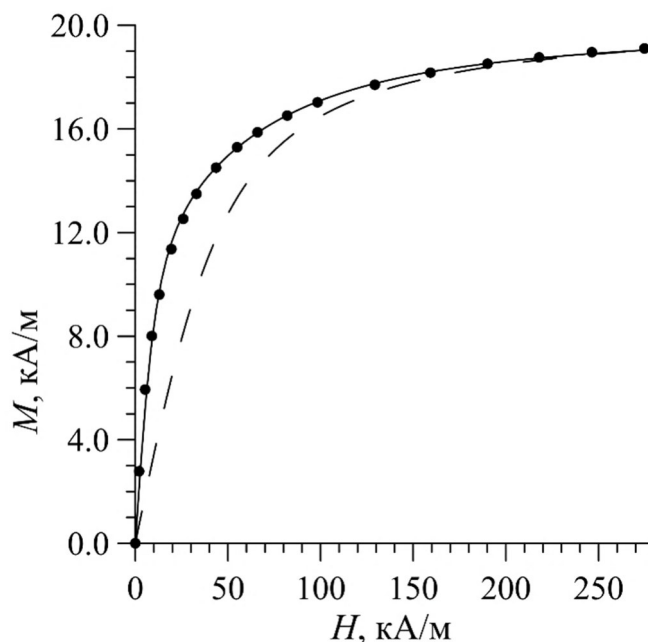


Рис. 3. Кривая намагничивания образца 2 (сплошная линия соответствует бидисперсной аппроксимации [19], штриховая – монодисперсной феррожидкости, точки – экспериментальным значениям)

Fig. 3. Magnetization curve of sample 2 (the solid line corresponds to the bidisperse approximation [19], the dashed line to the monodisperse ferrofluid, and the dots to the experimental values)

При построении сплошной кривой на рисунке 2 четыре неизвестных параметра ($M_{i\infty}$, H_i^* ; $i = 1, 2$) определены по экспериментальным данным для начальной восприимчивости, намагниченности насыщения, асимптотике намагниченности в сильных полях и напряжённости магнитного поля, при котором намагниченность равна половине намагниченности насыщения: $M_{1\infty} = 6,4$ кА/м; $M_{2\infty} = 13,8$ кА/м; $H_1^* = 40$ кА/м; $H_2^* = 4,55$ кА/м.

Температурный коэффициент намагниченности β_m в общем случае зависит от температуры и напряжённости поля. Согласно [19] для магнитных жидкостей типа «магнетит + керосин + олеиновая кислота» при комнатной температуре

$$\beta_m \approx \left[0,90 + \frac{3,85}{M_1 + M_2} \left(M_1 \frac{1 + \xi_1^2/180}{1 + 5\xi_1^2/36} + M_2 \frac{1 + \xi_2^2/180}{1 + 5\xi_2^2/36} \right) \right] \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}. \quad (7)$$

С увеличением поля он уменьшается в несколько раз: от $4,75 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ в области слабых полей ($\xi_i \ll 1$) до примерно $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ в области сильных полей ($\xi_i \gg 1$). В этой работе использовались средние в интервале полей от 0 до $H_{\max}$ значения температурного коэффициента намагниченности.

Результаты и их обсуждение

Результаты наших опытов по тепловой конвекции, включая опубликованные

ранее в [17], объединены на рисунке 4 и представлены в стандартном виде – в виде зависимости числа Нуссельта (2) от теплового числа Рэлея (3).

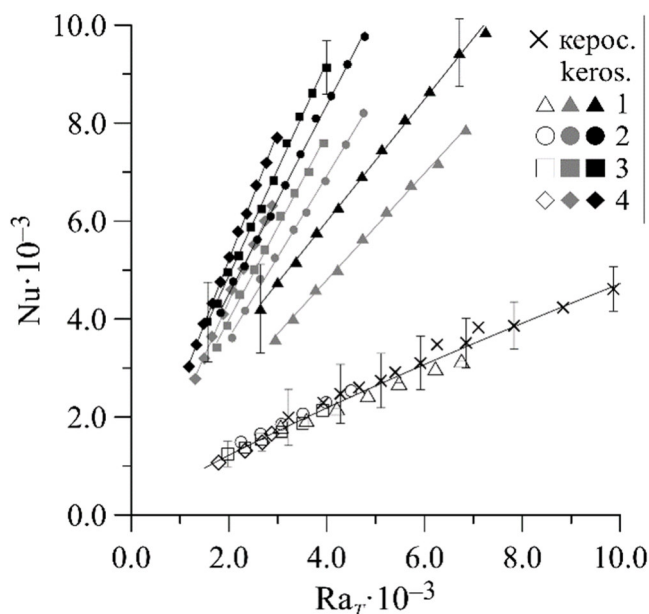


Рис. 4. Число Нуссельта в зависимости от теплового числа Рэлея (светлые символы соответствуют опытам в нулевом магнитном поле, чёрные – в магнитном поле с амплитудой $H_{0 \max} = 29$ кА/м, серые – результаты [17] при $H_{0 \max} = 23$ кА/м. Нумерация символов соответствует нумерации образцов в таблице. Линии тренда проведены для наглядности)

Fig. 4. Nusselt number as a function of the thermal Rayleigh number (light symbols correspond to experiments in zero magnetic field, black symbols – in a magnetic field with an amplitude of $H_{0 \max} = 29$ kA/m, gray symbols – the results of [17] at $H_{0 \max} = 23$ kA/m. The numbering of the symbols corresponds to the numbering of the samples in the table. Trend lines are drawn for clarity)

Как и следовало ожидать, в нулевом магнитном поле все результаты укладываются на одну универсальную зависимость $Nu = f(Ra_T)$ независимо от концентрации магнитной фазы. Термомагнитная конвекция отсутствует и магнитные жидкости ведут себя точно так же, как керосин – жидкость, не содержащая магнитных наночастиц. Включение магнитного поля усиливает циркуляцию магнитной жидкости в контуре за счёт пондеромоторной силы и увеличивает тепловой поток вдоль контура в 2–4 раза при равных тепловых числах Рэлея Ra_T . Это означает, что в магнитных полях порядка 20–30 кА/м и выше термомагнитный механизм конвекции играет главную роль, поэтому в качестве управляющего параметра должна выступать некоторая комбинация теплового

и магнитного чисел Рэлея – модифицированное число Рэлея Ra_e . В этом случае можно надеяться, что все экспериментальные результаты будут описываться универсальной функцией $Nu = f(Ra_e)$. Тем не менее наша попытка использовать простую сумму чисел Рэлея, полагая $Ra_e = Ra_T + Ra_m$, как в задачах о механическом равновесии неоднородно нагретой феррожидкости, оказалась неудачной. Вклад термомагнитной конвекции в этом случае оказывается в разы больше, чем показывает эксперимент.

Так как простейшим обобщением формулы (1) является линейная комбинация теплового и магнитного чисел Рэлея, модифицированное число Рэлея в данной работе было определено в виде

$$Ra_e = Ra_T + \zeta \cdot Ra_m, \quad (8)$$

где ζ – параметр, зависящий потенциально от геометрии магнитного поля и нагревателя. При анализе экспериментальных данных этот параметр рассматривался как подгоночный.

Отметим, что появление весового коэффициента ζ в формуле (8) по сравнению с формулой (1) отражает существенное различие в причинах и характерных размерах, определяющих величину пондеромоторной силы. В задачах о механическом равновесии неоднородно нагретой феррожидкости внешнее поле однородно, а градиент напряженности поля появляется вследствие неоднородности температуры $|\nabla H| \sim 1/h$. По этой причине задача содержит только один характерный масштаб – размер полости h (в данной работе это внутренний радиус r_1), который определяет как тепловое (3), так и магнитное числа Релея. В рассматриваемой здесь за-

даче внешнее поле неоднородное на масштабах порядка размеров b источника поля, т. к. $|\nabla H| \sim 1/b$. По этой причине магнитное число Релея (4) содержит два характерных масштаба и отличается от (1) множителем h/b . Так как в рамках анализа размерностей градиенты магнитного поля определяются только по порядку величины, введение параметра ζ выглядит совершенно естественно. Его численное значение должно определяться из анализа экспериментальных данных или аналитического (численного) решения конкретной задачи.

На рисунке 5 экспериментальные результаты по теплопереносу в конвективном контуре приведены в координатах «эффективное число Релея (8) – число Нуссельта (2)» при $\zeta = 0,29$. Видно, что в пределах погрешности все экспериментальные точки, включая результаты, укладываются на одну универсальную кривую $Nu = f(Ra_e)$.

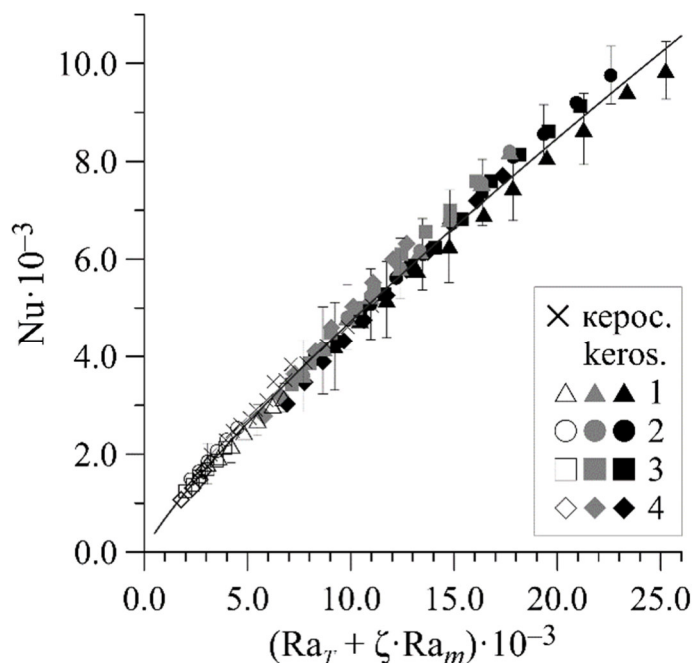


Рис. 5. Число Нуссельта в зависимости от модифицированного числа Релея (8) (светлые символы соответствуют опытам в нулевом магнитном поле, чёрные – в магнитном поле с амплитудой $H_{0 \max} = 29$ кА/м, серые – результаты [17] при $H_{0 \max} = 23$ кА/м. Нумерация символов соответствует нумерации образцов в таблице. Линия тренда проведена для наглядности)

Fig. 5. Nusselt number as a function of the modified Rayleigh number (8) (light symbols correspond to experiments in zero magnetic field, black symbols – in a magnetic field with an amplitude of $H_{0 \max} = 29$ kA/m, gray symbols – results [17] at $H_{0 \max} = 23$ kA/m. The numbering of symbols corresponds to the numbering of samples in the table. The trend line is drawn for clarity)

Выводы

В работе проведен поиск функциональной зависимости интегрального теплопотока от теплового и магнитного чисел Релея при комбинированной (гравитационной и термомагнитной) конвекции феррожидкости в замкнутом гидродинамическом контуре и уточнение вклада термомагнитного механизма конвекции. Первичные данные получены в рамках лабораторного эксперимента на вертикальном гидродинамическом контуре, заполненном феррожидкостью, с локализованными источниками тепла и магнитного поля напряженностью до 29 кА/м. Использованы четыре образца феррожидкости типа «магнетит + керосин + олеиновая кислота» с одинаковым дисперсным составом частиц, но отличающиеся концентрацией магнитной фазы. Безразмерный интегральный теплопоток (число Нуссельта) рассчитан по распределению температуры вдоль контура в стационарном режиме. Гравитационное и магнитное числа Релея определены через радиус канала и перепад температуры на его нагретом участке. Пирромагнитный коэффициент феррожидкости рассчитывался в рамках бидисперсной модели (6), (7).

Для представления результатов эксперимента выбраны безразмерные параметры – число Нуссельта и эффективное число Релея, учитывающие геометрию установки, теплофизические и магнитные

свойства феррожидкости и параметры магнитного поля. Показано, что для построения универсальной кривой $Nu = f(Ra_e)$, описывающей весь массив экспериментальных данных, достаточно в качестве эффективного числа Релея Ra_e выбрать линейную комбинацию теплового и магнитного чисел Релея: $Ra_e = Ra_T + \zeta \cdot Ra_m$. Полученная кривая $Nu = f(Ra_e)$ обобщает полученную нами информацию о конвективном теплопереносе для опытов с феррожидкостями разной концентрации во внешнем магнитном поле с напряженностью до 29 кА/м, включая опубликованные ранее в [17]. Безразмерный параметр ζ в наших опытах был равен 0,29, но в общем случае должен зависеть от геометрии нагревателя и магнитной системы. Полученная кривая позволяет судить об интегральном теплопотоке вдоль гидродинамического контура, заполненного феррожидкостью с произвольной концентрацией магнитной фазы и в магнитном поле с произвольной амплитудой напряженности. Из рисунка 5 и формулы (8) видно, что максимальный теплопоток в контуре достигается при максимальном значении эффективного числа Релея. Так как магнитное число Релея в наших экспериментах на порядок превышало тепловое число Релея, термомагнитный механизм конвекции усиливает интегральный теплопоток в контуре в несколько раз.

Список литературы

1. Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles: patent 3215572 USA / S.S. Papell; Filed Ser. No. 315,096; Publ. 10.09.1963. 4 p.
2. Механика нано- и микродисперсных магнитных сред / В.М. Полуниин, А.М. Стороженко, П.А. Ряполов, Г.В.Карпова; под ред. В. М. Полунин. М.: Физматлит, 2015. 192 с.
3. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.
4. Finlayson B.A. Convective instability of ferromagnetic fluids // Journal of Fluid Mechanics. 1970. Vol. 40, no. 1. P. 753–767. <https://doi.org/10.1017/S0022112070000423>.
5. Богатырёв Г.П., Шайдунов Г.Ф. Конвективная устойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1976. № 3. С. 137–146.

6. Belyaev A.V., Smorodin B.L. The stability of ferrofluid flow in a vertical layer subject to lateral heating and horizontal magnetic field // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2010. Vol. 322. P. 2596–2606. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.03.028>.
7. Божко А.А., Краузина М.Т., Путин Г.Ф. Нерегулярные колебания вблизи порога конвекции в магнитной наножидкости // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2013. Т. 25, № 3. С. 43–49.
8. Experimental and numerical investigation of natural convection of magnetic fluids in a cubic cavity / H. Yamaguchi, X.-D. Niu, X.-R. Zhang, K. Yoshikawa // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009. Vol. 321. P. 3665–3670. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.07.013>.
9. Influence of thermomagnetic convection and ferrofluid thermophysical properties on heat transfers in a cylindrical container heated by a solenoid / R. Zanella, C. Nore, F. Bouillault, J.-L. Gnermond, X. Mininger // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019. Vol. 469. P. 52–63. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.08.016>.
10. Matsulki H., Yamasawa K., Murakami K. Experimental considerations on a new automatic cooling device using temperature-sensitive magnetic fluid // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1977. Vol. 13, no. 5. P. 1143–1145.
11. A novel magnetic cooling device for long distance heat transfer / M.S. Pattanaik, S.K. Cheekati, V.B. Varma, R.V. Ramaanujan // *Applied Thermal Engineering*. 2021. Vol. 201, no. 117777. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.117777>.
12. Iwamoto Y., Yamaguchi H., Niu X.-D. Magnetically-driven heat transport device using a binary temperature-sensitive magnetic fluid // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2011. Vol. 323. P. 1378–1383. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.11.050>.
13. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // *Успехи физических наук*. 1974. Т. 112, № 3. С. 427–458. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0112.197403b.0427>.
14. Investigation on operational characteristics of a miniature automatic cooling device / Q. Li, W. Lian, H. Sun, Y. Xuan // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2008. Vol. 51. P. 5033–5039. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.04.031>.
15. Koskov M. Technical framework for studying thermomagnetic convection in an extended closed loop // *Magnetohydrodynamics*. 2022. Vol. 58, no. 3. P. 267–274. <https://doi.org/10.22364/mhd.58.3.3>.
16. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 487 с.
17. 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, № 6(12). С. 926–940. <https://doi.org/10.31857/S0044451022120136>.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики: в 10 т. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 2005. 656 с.
19. Pshenichnikov A.F., Koskov M.A. Thermomagnetic pump and thermomagnetic convection in a closed hydrodynamic loop // *Physics of Fluids*. 2024. Vol. 36. Art. no. 092023. <https://doi.org/10.1063/5.0230324>.
20. 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. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(96\)00067-4](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(96)00067-4).

References

1. Papell S.S. Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles. United States patent 3215572. 10 September 1963.

2. Polunin V.M., Storozhenko A.M., Ryapolov P.A., Karpova G.V. Mechanics of nano- and microdispersed magnetic media. Moscow: Fizmatlit; 2015. (In Russ.)
3. Berkovsky B.M., Medvedev V.F., Krakov M.S. Magnetic Fluids. Oxford: Oxford University Press; 1985. 240 p.
4. Finlayson B.A. Convective instability of ferromagnetic fluids. *Journal of Fluid Mechanics*. 1970; 40(1):753-767. <https://doi.org/10.1017/S0022112070000423>.
5. Bogatyrev G.P., Shaidurov G.F. Convective stability of a horizontal layer of ferromagnetic liquid in a homogeneous magnetic field. *Magnetohydrodynamics*. 1976;12(3):374-375. <https://doi.org/10.22364/mhd>.
6. Belyaev A.V., Smorodin B.L. The stability of ferrofluid flow in a vertical layer subject to lateral heating and horizontal magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2010;322:2596-2606. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.03.028>.
7. Bozhko A.A., Krauzina M.T., Putin G.F. Irregular oscillations near the convection threshold in magnetic nanofluid. *Vestnik Permskogo universiteta. Seriya: Fizika = Bulletin of Perm University. Series: Physics*. 2013;25(3):43-49. (In Russ.)
8. Yamaguchi H., Niu X.-D., Zhang X.-R., Yoshikawa K. Experimental and numerical investigation of natural convection of magnetic fluids in a cubic cavity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009;321:3665-3670. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.07.013>.
9. Zanella R., Nore C., Bouillault F., Yoshikawa K. Influence of thermomagnetic convection and ferrofluid thermophysical properties on heat transfers in a cylindrical container heated by a solenoid. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019;469:52-63. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.08.016>.
10. Matsulki H., Yamasawa K., Murakami K. Experimental considerations on a new automatic cooling device using temperature-sensitive magnetic fluid. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1977;13(5):1143-1145.
11. Pattanaik M.S., Cheekati S.K., Varma V.B., Ramananujan R.V. A novel magnetic cooling device for long distance heat transfer. *Applied Thermal Engineering*. 2021;201:117777. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.117777>.
12. Iwamoto Y., Yamaguchi H., Niu X.-D. Magnetically-driven heat transport device using a binary temperature-sensitive magnetic fluid. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2011;323:1378-1383. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.11.050>.
13. Shliomis M.I. Magnetic fluids. *Soviet Physics Uspekhi*. 1974;17(2):153. <https://doi.org/10.1070/PU1974v017n02ABEH004332>.
14. Li Q., Lian W., Sun H., Xuan Y. Investigation on operational characteristics of a miniature automatic cooling device. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2008;51:5033-5039. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.04.031>.
15. Koskov M. Technical framework for studying thermomagnetic convection in an extended closed loop. *Magnetohydrodynamics*. 2022; 58(3):267-274. <https://doi.org/10.22364/mhd.58.3.3>.
16. Isachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. *Heat Transfer*. Honolulu: University Press of the Pacific; 2000. 556 p.
17. Koskov M.A., Pshenichnikov A.F. Thermomagnetic convection of a ferrofluid in a vertical hydrodynamic loop: intensification of heat exchange in a magnetic field. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2022;135(6):884-896. <https://doi.org/10.1134/S1063776122120044>.
18. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Electrodynamics of Continuous Media*. New York: Pergamon Press; 1984. 480 p.
19. Pshenichnikov A.F., Koskov M.A. Thermomagnetic pump and thermomagnetic convection in a closed hydrodynamic loop. *Physics of Fluids*. 2024;36:092023. <https://doi.org/10.1063/5.0230324>.

20. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1996;161:94-102. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(96\)00067-4](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(96)00067-4).

Информация об авторах / Information about the Authors

Косков Михаил Андреевич, аспирант, младший научный сотрудник лаборатории «Динамика дисперсных систем», Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь, Российская Федерация, e-mail: koskov.m@icmm.ru, ORCID: 0000-0001-8140-7774

Mikhail A. Koskov, Postgraduate Student, Junior Researcher at the "Dynamics of disperse systems" Laboratory, Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: koskov.m@icmm.ru, ORCID: 0000-0001-8140-7774

Пшеничников Александр Фёдорович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь, Российская Федерация, e-mail: pshenichnikov@icmm.ru, ORCID: 0000-0003-4444-2620, Researcher ID: F-9511-2013

Alexander F. Pshenichnikov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Professor, Chief Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: pshenichnikov@icmm.ru, ORCID: 0000-0003-4444-2620, Researcher ID: F-9511-2013