

УДК 532.5.032
PACS 47.20.Vr, 47.65.Cb

Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях

А. А. Божко^a, М. Т. Краузина^a, А. С. Сидоров^a, С. А. Суслов^b

^a Пермский государственный национальный исследовательский университет

614990, Пермь, ул. Букирева, 15

email: krauzina@psu.ru

^b Swinburne University of Technology,

PO Box 218, John St., Hawthorn, Victoria 3122, Australia

Обобщены особенности конвективной неустойчивости, теплопереноса и пространственно-временных структур в ферроколлоидах на основе проведенных экспериментов и численных расчетов. Рассмотрены конвективные движения в магнитополяризуемом коллоиде в однородном внешнем магнитном поле с учетом факторов, влияющих на деформацию силовых линий, а именно: геометрия и границы конвективной ячейки, температурные возмущения намагниченности. Наличие в гравитационном поле седиментации, а в неоднородно нагретой жидкости термодиффузии, частиц и агрегатов обуславливает возникновение концентрационных градиентов плотности и намагниченности в ферроколлоиде. Показано, что неоднородности магнитного поля и концентрации влияют на устойчивость механического равновесия и характер конвективных движений. При искривлении силовых линий магнитного поля конвективная неустойчивость возникает при меньших критических перепадах температур вследствие возникновения слабых первичных течений, а при наличии градиентов плотности седиментационной природы, напротив, наблюдается повышение устойчивости механического равновесия и гистерезис. Взаимодействие тепловых и концентрационных градиентов плотности является причиной автоколебательных режимов, состояний со спонтанным возбуждением и затуханием конвекции в локализованных областях и по всей экспериментальной ячейке, слоистых течений. Кроме того, нарушение симметрии, возникающее в наклонном магнитном поле, также приводит к колебательной неустойчивости в ферроколлоиде.

Ключевые слова: ферроколлоид; конвекция; магнитное поле

Поступила в редакцию 08.01.2018; принята к опубликованию 05.02.2018

Features in ferrocolloid convection in the presence of gravitational and magnetic fields

A. A. Bozhko^a, M. T. Krauzina^a, A. S. Sidorov^a, S. A. Suslov^b

^a Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

email: krauzina@psu.ru

^b Swinburne University of Technology,

PO Box 218, John St., Hawthorn, Victoria 3122, Australia

Convection flows in magneto-polarisable colloids placed in a uniform external magnetic field and the influence of the deformation of magnetic field lines due to their refraction at the boundary separating regions with different magnetic properties are considered. Other factors such as the geometry of an experimental chamber and thermally induced variation of a fluid magnetisation are taken into account. It is noted that gravitational sedimentation of solid phase (magnetic particles and their aggregates) as well as thermophoresis in a non-isothermal fluid leads to the formation of its density and magnetisation gradients. These gradients as well as the non-uniformity of the internal magnetic field that they induce are shown to affect strongly the stability of a motionless conduction state and the character of convection flows arising when such a state is destabilised. The deformation of magnetic field near the boundaries of an experimental chamber is shown to reduce the critical value of the temperature gradient for the onset of convection due to the appearance of near-boundary magneto-convective flows caused by the field non-uniformity there. In contrast, concentrational density gradients lead to the stabilisation of a motionless state and the appearance of a hysteresis when convection sets and decays at different values of the governing parameters. The interaction of thermal and concentrational density gradients is found to be responsible for the onset of oscillatory convection and its spontaneous excitation and decay as well as for the appearance of layered structures in tall fluid layers. Oscillatory convection is also shown to arise due to symmetry breaking occurring when the magnetic field lines are inclined with respect to the surface of a ferrocolloid.

Keywords: ferrocolloid; convection; magnetic field

Received 08.01.2018; accepted 05.02.2018

doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-54-64

1. Введение

Многолетние эксперименты по изучению конвективной неустойчивости магнитной жидкости (МЖ) или ферроколлоида в однородном магнитном поле показали, что помимо дестабилизирующего эффекта, связанного с температурной неоднородностью намагниченности и возникновением термомагнитной конвекции [1], имеются другие факторы, влияющие на устойчивость механического равновесия, структуру и характер течений. Механизм термомагнитной конвекции во внешнем однородном магнитном поле представлен на рис. 1. При подогреве слоя снизу в области с боль-

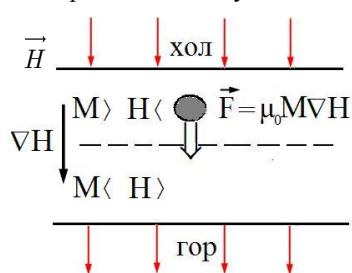


Рис. 1. Пондеромоторная сила в случае внешнего однородного магнитного поля

шей температурой намагниченность M ферроколлоида меньше, чем в верхнем подслое с меньшей температурой. В результате температурной неоднородности намагниченности возникает внутренний градиент напряженности магнитного поля H . В этом случае более холодная жидкость, обладающая большей намагниченностью, будет втягиваться в область более сильного магнитного поля

силой Кельвина \vec{F} . При достижении критического магнитного числа Рэлея [1] в слое пороговым образом возникает термомагнитная конвекция.

Один из основных моментов, с которым встречается экспериментатор – это наличие границ, которое приводит в случае плоского слоя к возникновению искажений магнитного поля в их окрестности вследствие их неидеальности, а также разной намагниченности сред по обе стороны от боковых стенок. Кроме того, в ограниченных камерах индуцируется температурная и концентрационная стратификация по плотности. Воспроизводимость экспериментальных результатов в МЖ зависит от предыстории [2] и методики эксперимента [3–5]. МЖ, помимо того, что является полидисперсной средой, содержит агрегаты, количество и размеры которых влияют на ее свойства [6, 7]. Тем не менее даже при использовании в опытах МЖ на различных жидкостях-носителях (керосин, трансформаторное масло, полиэтилсилоксан) полученных от разных производителей [8], основные черты, присущие конвекции в ферроколлоидах, остаются неизменными.

2. Ферроколлоид как магнитополяризуемая среда

2.1. Условия наблюдения термомагнитной конвекции в ферроколлоиде

В лабораторном эксперименте для усиления влияния пондеромоторных магнитных сил по сравнению с подъемными силами гравитационного происхождения целесообразно организовать такие

условия, при которых термомагнитный аналог числа Рэлея $Ra_m = \mu_0(\beta_m M(\Delta T)h)^2/\eta a(1+\chi)$ превосходит или, по крайней мере, сравним с гравитационным параметром $Ra = \rho g \beta(\Delta T)h^3/\eta a$. В этих безразмерных параметрах ΔT – перепад температур между горизонтальными границами слоя; h – толщина слоя; μ_0 и g – магнитная постоянная и ускорение свободного падения; β_m и β – относительные температурные коэффициенты намагниченности и теплового расширения; η , a и χ – коэффициенты динамической вязкости, температуропроводности и магнитной восприимчивости.

Из соотношения управляющих параметров $Ra_m/Ra \sim M^2 \Delta T/h$ видно, что для повышения роли термомагнитного механизма необходимо использовать жидкости с высокими значениями намагниченности насыщения. Однако этот путь увеличения пондеромоторных сил имеет ограничения, поскольку при больших концентрациях твердой фазы магнитная жидкость приобретает неньютоновские свойства. Из этих соображений основная часть экспериментов проводилась с коллоидными дисперсиями магнетита в керосине и трансформаторном масле, стабилизированными олеиновой кислотой, с концентрацией магнитной фазы не более 10 %. В опытах с плоскими слоями использовались МЖ на основе керосина с намагниченностями насыщения $M_S = 55$ и 43 кА/м; магнитными восприимчивостями $\chi = 5.72$ и 2.88 ; динамическими вязкостями $\eta = 0.0076$ и 0.009 Па·с; плотностями $\rho = 1.55 \cdot 10^3$ и $1.44 \cdot 10^3$ кг/м³. Для шаровой полости данные приведены для ферроколлоида на основе трансформаторного масла: $M_S = 51$ кА/м; $\chi = 4.90$; $\eta = 0.069$ Па·с; $\rho = 1.37 \cdot 10^3$ кг/м³.

Как следует из выражения для критерия Ra_m , термомагнитные эффекты возрастают с увеличением перепада температуры ΔT . Однако на предельную величину ΔT накладывает ограничения температурная стойкость конструкционных материалов и магнитной жидкости. Аналогичным образом, хотя для преобладания термомагнитных эффектов выгодно уменьшать характерный размер полости h , возможности такого уменьшения ограничены, поскольку критерии Ra и Ra_m , содержащие h , должны достигать величин, необходимых для возбуждения конвекции [9].

Особо следует отметить, что в случае внешнего однородного магнитного поля термомагнитный механизм конвекции обусловлен температурной неоднородностью намагниченности: $\Delta M = \beta_m M \Delta T$. Вследствие малости значений коэффициента $\beta_m \sim 10^{-3}$ [10] даже в концентрированном ферроколлоиде с $M_S = 55$ кА/м при перепадах температуры в несколько градусов относительные изменения намагниченности не превышали 1 %. В экспериментах с однородным внешним полем это накладывает весьма жесткие условия на величину пространственных неоднородностей приложенного

поля, возрастающих с удалением от центра создающей его магнитной системы. Существенную роль оказывают также искажения магнитного поля, возникающие вблизи боковых границ кюветы. Эти неоднородности создают дополнительную пондеромоторную силу, которая нарушает условия механического равновесия и генерирует в периферийных областях кюветы возмущающее течение (параграф 2.2).

Кроме того, неоднородности намагниченности и плотности в ферроколлоиде могут возникать вследствие термофореза (эффект Сорэ) и магнитофореза [11], а также гравитационной седиментации частиц и агрегатов [4]. В этом случае помимо тепловых, гравитационного и магнитного чисел Рэлея появляются концентрационные, также гравитационное и магнитное, числа Рэлея.

Наряду с большим числом управляющих параметров, отвечающих за поведение конвективной системы, коэффициенты, входящие в эти безразмерные комплексы, зависят от многих факторов [5, 8, 12], в том числе от величины и направления напряженности магнитного поля и градиента температуры, размеров и концентрации агрегатов. В этом случае можно говорить лишь о приближительных значениях контролирующих безразмерных параметров, которые, в свою очередь, «скрывают» размерные величины (например, напряженность магнитного поля), важные для понимания, например: вклад магнитной вязкости [13], знак и величина коэффициента Сорэ [14]. С учетом использования магнитных жидкостей в научно-технических приложениях разумнее приводить размерные параметры, что и делается при представлении последних экспериментов [2, 5, 12].

2.2. Неоднородности магнитного поля, связанные с формой и ограниченными размерами полости

В экспериментах использовались полости в виде плоского слоя и шара. Такой выбор обусловлен тем, что в полостях такой формы, заполненных постоянной по содержанию магнитных частиц изотермической магнитной жидкостью и помещенных во внешнее однородное магнитное поле, также создается однородное поле [15, 16]. В камерах в виде параллелепипеда или куба внешнее однородное магнитное поле меняет свою конфигурацию и становится неоднородным, что приводит к возникновению беспорогового термомагнитного течения [17, 18].

Как известно, на границе сред с разной намагниченностью возникает деформация силовых линий магнитного поля [16]. В экспериментах с конвективными камерами, заполненными МЖ, на границе перехода из диамагнитных сред (воздух, плексиглас) в магнитный коллоид линии магнитного поля втягиваются в полости с МЖ. Вычисле-

ние хода силовых линий довольно сложно даже для тел простой формы при постоянной температуре [16], а в случае магнитного коллоида имеется неоднородность намагниченности не только по температуре, но и по концентрации. Качественное изменение силовых линий в нагреваемом сверху слое намагниченной среды показано на рис. 2. Искажение силовых линий магнитного поля вблизи боковых границ слоя приводит к возникновению: 1) горизонтального градиента напряженности, направленного в сторону среды с меньшей намагниченностью, вдоль периметра плоского слоя; 2) тангенциальной составляющей магнитного поля. В случае неизотермического коллоида при значениях гравитационного и магнитного чисел Рэлея ниже критических деформация силовых линий приводит к появлению возмущающего течения в виде вала, примыкающего к боковым границам слоя (рис. 3 и 4). Холодная жидкость движется вдоль торца от холодного теплообменника к горячему при нагреве сверху и снизу.

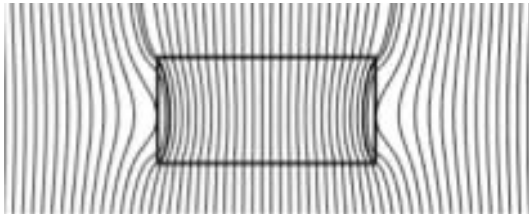


Рис. 2. Возмущение силовых линий внешнего однородного вертикального магнитного поля вблизи боковых нагреваемого сверху слоя МЖ

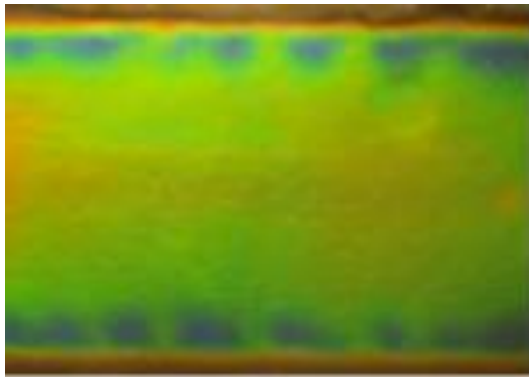


Рис. 3. Распределение температуры на жидкокристаллической термочувствительной пленке ($17-22^{\circ}\text{C}$) на верхней границе прямоугольного плоского слоя для возмущающего течения, индуцированного горизонтальным градиентом напряженности при нагреве сверху при внешнем однородном вертикальном магнитном поле $H = 21 \text{ кА/м}$, $\Delta T = 23 \text{ К}$ ($h = 4.0 \text{ мм}$, $M_S = 43 \text{ кА/м}$). Внешнее однородное магнитное поле направлено перпендикулярно фотографии (цветной в электронной версии)

На рис. 3 при нагреве сверху на фоне механического равновесия, которому соответствует однородная окраска жидкокристаллической пленке, вблизи боковых границ формируется конвективный вал: синяя полоска соответствует подъемному течению горячей жидкости. Вдоль длины слоя (250 мм) вследствие поперечно-валиковой неустойчивости вал разбивается на более короткие валики. При $H = 21 \text{ кА/м}$ возмущающее движение с обеих сторон распространяется на 11 мм внутрь слоя шириной 70 мм. Вдоль валика температура меняется примерно на 5 К, что соответствует изменению намагниченности и, соответственно, напряженности $\sim 10^2 \text{ А/м}$ (примерно 1% от прикладываемого поля). При подогреве снизу в камере в форме шайбы первичное возмущающее движение имело вид тора (рис. 4). Светлый обод соответствует подъемному течению нагретой жидкости, темный круг – опускному течению вблизи белого кольца и механическому равновесию на остальной части слоя.



Рис. 4. Распределение температуры на жидкокристаллической термочувствительной пленке ($24-27^{\circ}\text{C}$) на верхней границе цилиндрического плоского слоя при возмущающем течении, индуцированном горизонтальным градиентом магнитного поля при подогреве снизу при $\Delta T < \Delta T_C(H)$; $\Delta T_C(H) = 4.2 \text{ К}$ – пороговый перепад температур для конвекции Рэлея-Бенара в магнитном поле $H = 13 \text{ кА/м}$ ($h = 3.5 \text{ мм}$, $M_S = 55 \text{ кА/м}$)

При регистрации теплового потока через слой МЖ наличие такого первичного течения приводит к поправкам безразмерного теплового потока, которые растут по мере увеличения напряженности магнитного поля, температуры и толщины слоя [3, 8, 12]. Для опытов по конвекции размер этих поправок будет количественной характеристикой влияния возмущений магнитного поля на устойчивость механического равновесия и теплоперенос в магнитной жидкости, помещенной во внешнее однородное магнитное поле. Для примера на рис. 5 приведены данные, взятые из первого эксперимента по конвективной неустойчивости в горизонтальном слое МЖ [19]. Сплошные линии проведе-

ны для определения порога термогравитационной (обозначение 1) и термомагнитной (обозначение 2) конвекции и их комбинации (обозначение 3). В этом случае поправка составляет около 30 %. Даже при использовании интегрального датчика, помещенного в центр слоя [3, 8], не удалось избежать поправки, вызванной подпороговым движением: на рис. 6 при нагреве слоя МЖ сверху она равна примерно 5 % величины максимального теплового потока.

Наличие тангенциальной составляющей магнитного поля вблизи границ приводит к тому, что конвективные валы, возникающие пороговым образом, будут выставляться перпендикулярно боковым границам слоя [3, 8, 12].

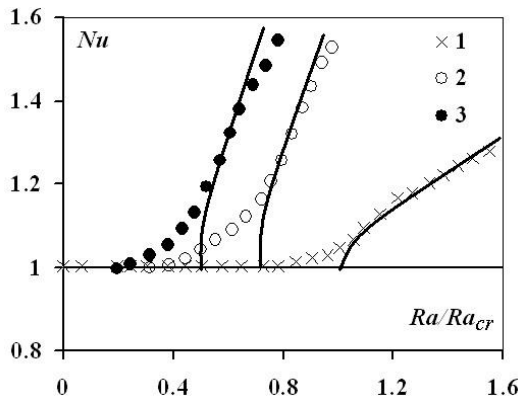


Рис. 5. Действие поперечного магнитного поля на теплоперенос в горизонтальном слое МЖ ($h = 3.0$ мм): 1 – подогрев снизу, $H = 0$; 2 и 3 – нагрев сверху и снизу при $H = 40.8$ кА/м [19]

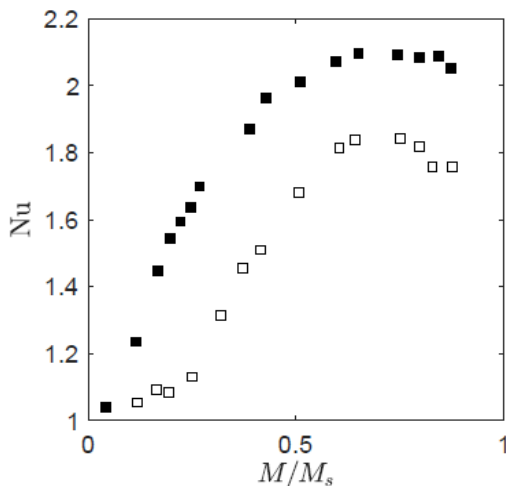


Рис. 6. Теплоперенос в зависимости от относительного значения намагниченности при постоянной поперечной разности температур $\Delta T = 19$ К в горизонтальном слое при нагреве сверху (пустой символ) и подогреве снизу (заполненный символ) ($M_s = 55$ кА/м, $\Delta T_c = 25$ К, $h = 2.0$ мм)

2.3. Неоднородности магнитного поля, вызванные неизотермичностью среды

При использовании плоских слоев для изучения влияния внешнего однородного магнитного поля на конвективную неустойчивость, следует понимать, что, с одной стороны, при увеличении толщины слоя уменьшается роль термомагнитных эффектов [1, 3], а, с другой стороны, значительно возрастает роль краевых эффектов, связанных с неоднородностью напряженности магнитного поля вблизи боковых границ [8]. Поскольку магнитное поле внутри шара в изотермической ситуации однородно и краевые эффекты отсутствуют, то, на первый взгляд, изучение взаимодействия внешнего однородного магнитного поля и течения можно проводить для полостей произвольных размеров. Однако аналитические расчеты и опыты, проведенные для неизотермического шара МЖ во внешнем однородном магнитном поле, показали, что вследствие температурных изменений намагниченности внутреннее магнитное поле в шаре становится неоднородным, и возникает беспороговое тороидальное течение [20, 21]. Изолинии модуля напряженности магнитного поля в нагреваемом сверху шаре с МЖ при вертикальной ориентации внешнего магнитного поля приведены на рис. 7, а в меридиональной плоскости. Искривление силовых линий магнитного поля приводит к искажению изотерм в шаровой полости (рис. 7, б) и возникновению слабого термомагнитного течения в виде тора с осью, направленной вдоль вектора напряженности приложенного магнитного поля.

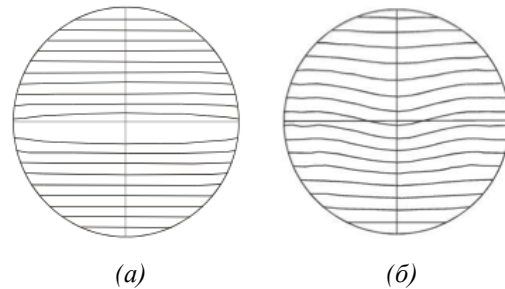


Рис. 7. Шар с МЖ, нагреваемый сверху и охлаждаемый снизу, помещенный во внешнее однородное вертикальное магнитное поле: а – линии модуля напряженности магнитного поля; б – изотермы. Расчеты проведены для отношения теплопроводностей жидкости и массива равного единице

На графике безразмерного теплового потока можно заметить его беспороговое увеличение с ростом внешнего магнитного поля (рис. 8). Значения теплопотока до $Nu \approx 1.2$ в магнитных полях до 10 кА/м соответствуют слабому беспороговому течению. При достижении критического магнитного числа Рэлея возникает интенсивное термомагнит-

ное движение в виде одиночного вихря [20, 21], как и в случае термогравитационной конвекции при $H = 0$ [5].

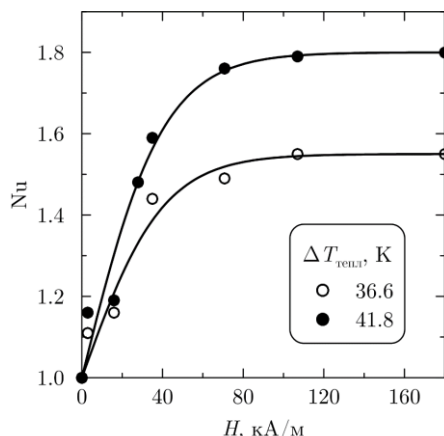


Рис. 8. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при нагреве шара сверху для МЖ на основе трансформаторного масла ($M_S = 51 \text{ кА/м}$, диаметр 16.0 мм)

2.4. Неоднородности магнитного поля, связанные с наклоном силовых линий

Моделирование ситуации с наклонным магнитным полем (которая, в частности, возникает вблизи границ) показало, что наклон вектора напряженности приводит к нарушению симметрии и возникновению колебательной конвекции [22]. На рис. 9 показаны возмущения намагниченности в подогреваемом с одной стороны и охлаждаемом с противоположной стороны вертикальном слое в отсутствие гравитации. Как видно из рис. 9, а, в поперечном магнитном поле имеет место симметричное распределение намагниченности, которому соответствует стационарное термомагнитное течение [22]. В наклонном магнитном поле, при потере симметрии (рис. 9, б), термомагнитные валы будут двигаться в направлении, перпендикулярном их осям [22].

3. Ферроколлоид как стратифицированная среда

3.1. Гистерезис

В отличие от однокомпонентных сред и хорошо перемешанных при высоких перепадах температуры МЖ в стратифицированных в поле тяжести магнитных коллоидах конвекция возникает жестко и с гистерезисом. Помимо температурной неоднородности плотности, в МЖ возникают концентрационные неоднородности вследствие термодиффузии и гравитационной седиментации частиц и агрегатов [11, 14, 4].

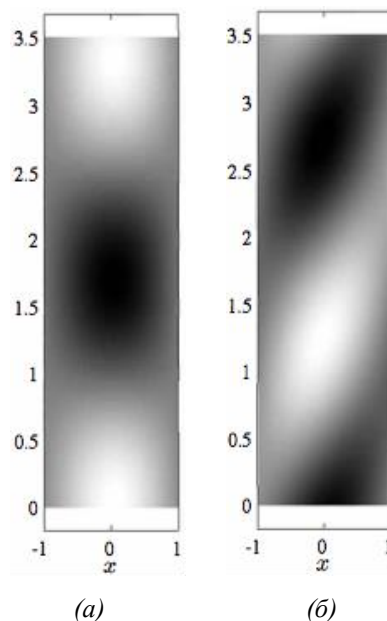


Рис. 9. Возмущения поля намагниченности при термомагнитной конвекции в подогреваемом сбоку слое вертикальном слое МЖ: а – в поперечном магнитном поле; б – при наклоне магнитного поля от нормали 10° [22]. Вид сбоку, $-1 \leq x \leq 1$ соответствует толщине слоя h . Магнитное поле направлено вдоль оси x

На рис. 10 представлены колебания теплового потока, зарегистрированные локальным датчиком температуры в середине горизонтального слоя. Стрелками показаны переходы от механического равновесия к конвекции при постепенном повышении разности температур. Чем больше время нахождения слоя в изотермических условиях в поле тяжести, тем больше глубина гистерезиса. Отрезки связывают минимальные и максимальные значения тепловых потоков при колебаниях. В качестве пороговой разности температур ΔT_C берется перепад температур, воспроизводящийся в опытах и полученный при постепенном уменьшении перепада температур на перемешанной при высоких ΔT жидкости.

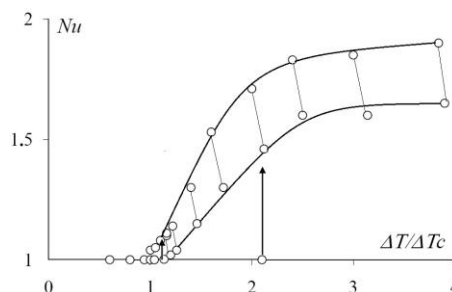


Рис. 10. Зависимость теплопереноса от относительного перепада температуры в горизонтальном слое ферроколлоида ($\Delta T_C = 5.1 \text{ К}$, $h = 3.5 \text{ мм}$)

На рис. 11 идентичное поведение показано для случая возникновения конвекции в шаровой полости. Пустые символы соответствуют колебательной конвекции, заполненные – стационарному течению. Перед опытами жидкость находилась в изотермическом состоянии в поле тяжести около месяца.

Гистерезис был зарегистрирован также в горизонтальном слое МЖ, помещенном во внешнее однородное поперечное магнитное поле: в слабоконцентрированном коллоиде ($h = 2$ мм, [3]) и в концентрированном коллоиде в слое большей толщины ($h = 5$ мм, [8, 23]). В этих случаях при низких магнитных числах Рэлея на первый план выступали стабилизирующие факторы: гравитационная седиментация частиц и агрегатов и магнитная вязкость.

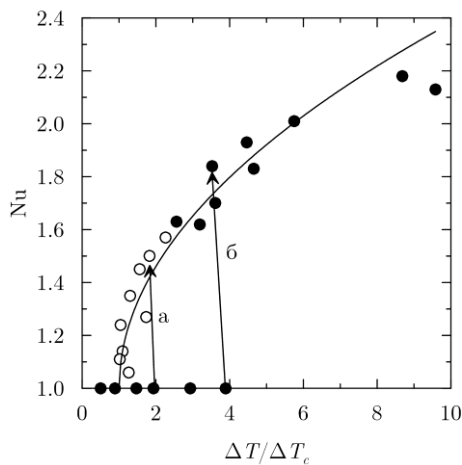


Рис. 11. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температур в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной МЖ ($\Delta T_C = 1.8$ К, диаметр полости 16.0 мм)

3.2. Автоколебания

Нерегулярные колебания, наблюдаемые вблизи порога механического равновесия в газах и жидкостях, получили название пространственно-временного хаоса вблизи порога [24]. В МЖ автоколебания возникают вследствие конкурирующего действия градиентов плотности тепловой и концентрационной природы. В отсутствие магнитного поля при подогреве слоя (шара) МЖ снизу тепло-

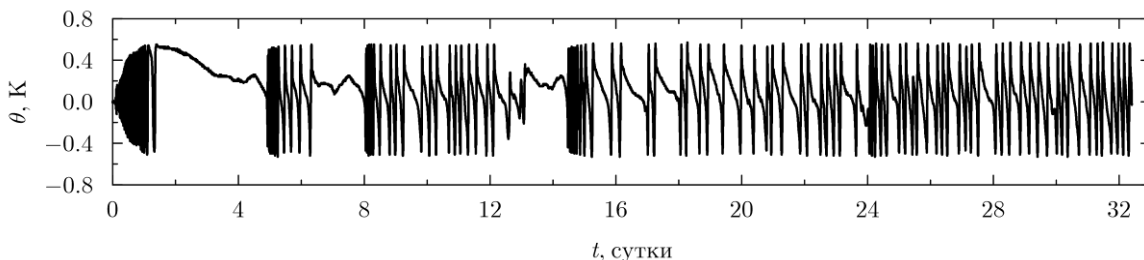


Рис. 13. Термограмма колебаний при $\Delta T = 1.8\Delta T_C$, зарегистрированных в экваториальной плоскости подогреваемого снизу шара ($M_S = 51$ кА/м, $\Delta T_C = 1.8$ К, диаметр 16.0 мм)

вой и термодиффузионный градиенты плотности направлены вверх, а градиент плотности, индуцированный гравитационной седиментацией частиц, – вниз. На рис. 12 и 13 представлены записи температуры для типичных нерегулярных колебаний. На рис. 13 можно увидеть участки, на которых колебания отсутствовали в течение нескольких суток, но потом возникали вновь. Такие перемежаемые течения наблюдались также в наклонном слое МЖ [25]. Особый интерес представляют режимы, в которых конвективные состояния спонтанно сменяются теплопроводными и наоборот [3, 8, 25]. Вероятно, в этих припороговых режимах затухание медленного конвективного течения происходит вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов, приводящей к образованию устойчивой стратификации по плотности. После прекращения движения, от нескольких минут (наклонный слой [25]) до нескольких часов (шар [5, 8]), восстановить первоначальное относительно однородное распределение плотности, при котором снова возникнет конвекция, помогает термодиффузионный перенос частиц в обратном направлении к холодной стенке (коэффициент Сорэ при $H = 0$ имеет положительный знак [11, 14]).

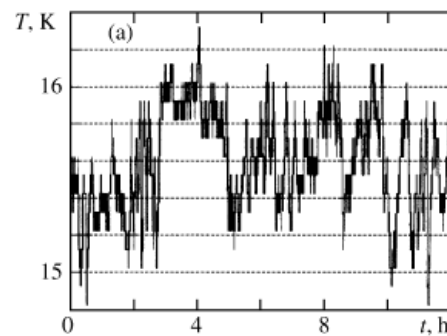


Рис. 12. Типичные температурные колебания в горизонтальном подогреваемом снизу слое при $\Delta T = 2.1\Delta T_C$ ($\Delta T_C = 5.1$ К, $h = 3.5$ мм)

3.3. Структуры

В отличие от стационарных структур (рис. 14), наблюдаемых в однокомпонентных жидкостях [8, 26], в магнитном коллоиде вблизи порога рэлеевской конвекции наблюдаются колебательные пространственно-временные структуры (рис. 15-17).

На рис. 15 представлены колебательные спиральные структуры, зарегистрированные в подогреваемом снизу горизонтальном слое МЖ. При включении продольного магнитного поля валы выстраиваются вдоль силовых линий поля согласно теоретическим предсказаниям [10], однако вследствие усиления влияния гравитационной седиментации агрегатов, число и размер которых увеличивается в магнитном поле [6], наблюдается спонтанное затухание конвекции в различных областях полости (рис. 16).

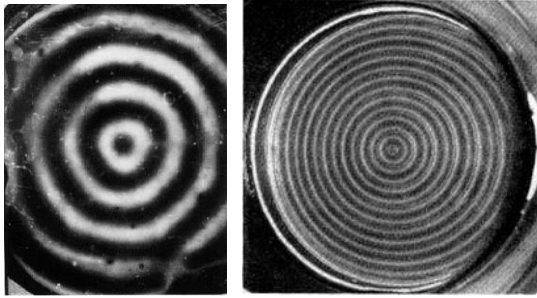


Рис. 14. Стационарные конвективные валы: трансформаторное масло (слева) [8]; силиконовое масло [28] (справа)

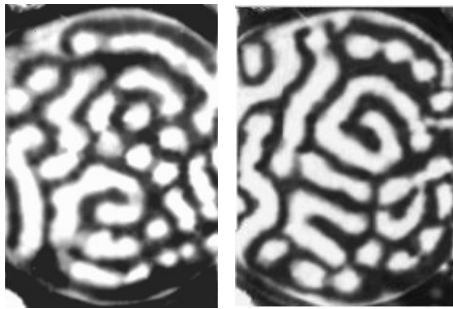


Рис. 15. Конвективные структуры в горизонтальном слое МЖ при $\Delta T/\Delta T_C = 1.5$; время между кадрами 40 мин. Вид сверху ($\Delta T_C = 5.1$ К, $h = 3.5$ мм)

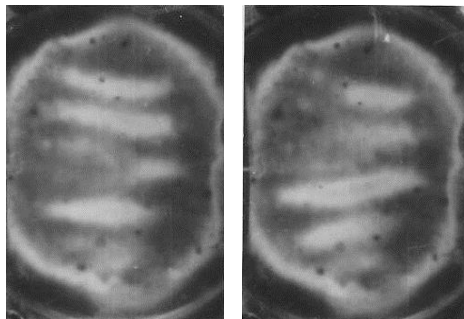


Рис. 16. Спонтанное затухание и возбуждение конвекции при $\Delta T/\Delta T_C = 1.3$ и $H = 17$ кА/м; время между кадрами 19 мин ($M_S = 55$ кА/м, $\Delta T_C = 5.1$ К, $h = 3.5$ мм). Магнитное поле направлено горизонтально в плоскости рисунка

В случае наклонного слоя ориентирующее действие на термоконвективные валы оказывает фоновое подъемно-опускное течение (рис. 17), а концентрационные эффекты усиливаются за счет увеличения барометрической высоты и переноса частиц при помощи термодиффузии и фонового течения, как в случае термодиффузионной колонны [11].

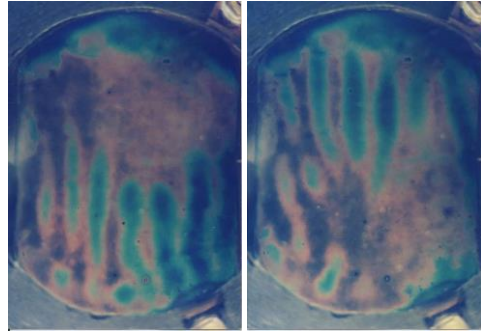


Рис. 17. Спонтанное затухание и появление рэлеевской конвекции в наклонном слое при $\alpha = 15^\circ$, $\Delta T/\Delta T_C = 1.8$; время между кадрами 15 мин ($\Delta T_C = 5.1$ К, $h = 3.5$ мм) (цветной в электронной версии)

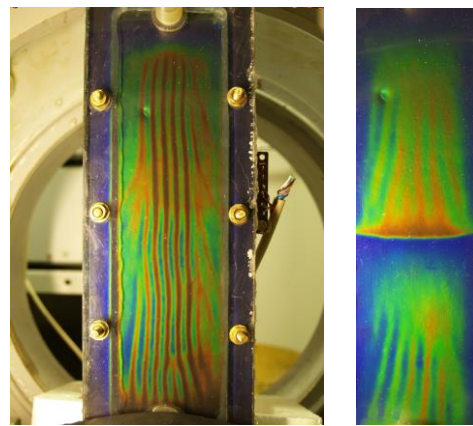


Рис. 18. Термомагнитные валы в вертикальном слое при $H = 21$ кА/м ($h = 4.0$ мм, высота 250 мм, $M_S = 43$ кА/м): однородная жидкость, $\Delta T = 18$ К (слева); стратифицированная жидкость, $\Delta T = 13.3$ К (справа). Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости фотографий (цветной в электронной версии)

В вертикальном слое стратифицированной МЖ могут возникать слоистые течения, подобные наблюдаемым в растворах соли [27]. На рис. 18 представлены термомагнитные валы, выстроенные вдоль сдвигового течения в вертикальном обогреваемом сбоку слое для хорошо перемешанной (слева) и стратифицированной в поле тяжести МЖ (справа). На рис. 18 (слева) также видно наличие температурной стратификации, возникающей в поле тяжести в ограниченном вертикальном слое:

более нагретая жидкость скапливается в верхней части (синяя полоса), холодная – в нижней части слоя (коричневая зона). Кроме того, вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов концентрация магнитной фазы в нижней части слоя будет выше. Неравномерное распределение по плотности может усиливаться вследствие поперечной термодиффузии: частицы двигаются в сторону холодной стенки и затем подхватываются фоновым опускным течением. Таким образом, магнитные числа Рэлея, пропорциональные намагниченности [1, 3], в нижней части будут больше вследствие концентрационной стратификации. В этом случае общее число термомагнитных валов и их волновое число будут больше, что согласуется с опытами [3, 28]. В экспериментах с вертикальным слоем это достигается возникновением добавочных валов через дислокации «переползания» и «скольжения» [29]. На рис. 18 также видно, что вблизи боковых границ концы конвективных валов стремятся занять позицию, перпендикулярную стенке, что происходит вследствие наличия тангенциальной компоненты магнитного поля и минимизации затрат на трение [12].

4. Заключение

Как показывают эксперименты и расчеты, при изучении влияния внешнего однородного магнитного поля на конвективную неустойчивость и структуры течений в ферроколлоиде необходимо учитывать свойства как магнитополяризующейся среды (суперпарамагнетика [10, 11]), так и многокомпонентной среды, включающей жидкость-носитель, однодоменные частицы и агрегаты. Возмущения магнитного поля вследствие неоднородности намагниченности на границах слоя или температуры могут приводить как к возбуждению беспорогового течения, так и колебательной конвекции в наклонном магнитном поле. Градиенты плотности, возникающие вследствие седиментации частиц и агрегатов, приводят к задержке развития течений и автоколебательным режимам.

Список литературы

1. *Finlayson B. A.* Convective instability of ferro-magnetic fluids // *Journal of Fluid Mechanics*. 1970. Vol. 40, N. 4. P. 753–767. DOI: 10.1017/S0022112070000423
2. *Engler H., Borin D., Odenbach S.* Thermomagnetic convection influenced by the magnetoviscous effect // *Journal of Physics: Conference Series*. 2009. Vol. 149, 012105. DOI: 10.1088/1742-6596/149/1/012105
3. *Bozhko A. A., Putin G. F.* Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // *Magnetohydrodynamics*. 2003. Vol. 39, N 2. P. 147–168.
4. *Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A.* Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 2013. Vol. 49, N. 1. P. 143–152.
5. *Krauzina M. T., Bozhko A. A., Putin G. F., Suslov S. A.* Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids // *Physical Review E*. 2015. Vol. 91, 013010. DOI: 10.1103/PhysRevE.91.013010
6. *Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F.* On the structure of microaggregates in magnetitecolloids // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1996. Vol. 182, N. 1. P. 63–70. DOI: 10.1006/jcis.1996.0437
7. *Pop L. M., Odenbach S.* Investigation of microscopic reason for the magnetoviscous effect in ferrofluid studied by small angle neutron scattering // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2006. Vol. 18, S2785. DOI: 10.1088/0953-8984/18/38/S17
8. *Божко А. А.* Тепловая конвекция магнитных жидкостей в гравитационном и магнитном полях: дис. на соиск. уч. степ. д.ф.-м.н. Пермь, ПГНИУ. 2011. 289 с.
9. *Герцуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
10. *Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н.* Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
11. *Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О.* Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
12. *Suslov S. A., Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S.* Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: perturbation energy analysis and experimental study // *Physical Review E*. 2012. Vol. 86, 016301. DOI: 10.1103/PhysRevE.86.016301
13. *Odenbach S.* Magnetoviscous effects in ferrofluids. Springer, 2002. 151 p.
14. *Volker T., Odenbach S.* The influence of a uniform magnetic field on the Soret coefficient of magnetic nanoparticles // *Physics of Fluids*. 2003. Vol. 15. P. 2198–2207. DOI: 10.1063/1.1584435
15. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
16. *Калашиников С. Г.* Электричество. М.: Физматлит, 2003. 624 с.
17. *Krakov M. S., Nikiforov I. V., Reks A. G.* Influence of the uniform magnetic field on natural convection in cubic enclosure: experiment and numerical simulation // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2005. Vol. 289. P. 272–274. DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.11.077
18. *Kaneda M., Tagawa T., Ozoe H.* Convection induced by a cusp-shaped magnetic field for air in a cube heated from above and cooled from below // *Journal of Heat Transfer*. 2002. Vol. 124, N. 1. P. 17–25. DOI: 10.1115/1.1418369
19. *Schwab L., Hildebrandt U., Stierstadt K.* Magnetic Benard convection // *Journal of Magnetism and*

- Magnetic Materials. 1983. Vol. 39, N. 1-2. P. 113–114. DOI: 10.1016/0304-8853(83)90412-2
20. Божко А. А., Братухин Ю. К., Путин Г. Ф. Моделирование конвективных процессов в магнетополяризуемой жидкой фазе // Рост монокристаллов и теплоперенос: сб. трудов 6-й Межд. конф. Обнинск, 2005. Т. 3. С. 570–579.
 21. Bozhko A., Bratukhin Yu., Putin G. Heat and mass transfer features in magneto-polarized colloids // CD-ROM Proceedings of the 22nd International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2008). Adelaide, Australia. 2008. 2 p.
 22. Suslov S. A., Rahman H. Thermomagnetic convection in a layer of ferrofluid placed in a uniform oblique external magnetic field // Journal of Fluid Mechanics. 2015. Vol. 764. P. 316–348. DOI: 10.1017/jfm.2014.709
 23. Богатырев Г. П., Шайдуров Г. Ф. Конвективная устойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1976. № 3. С. 137–146.
 24. Bodenschatz E., Pesch W., Ahlers G. Recent developments in Rayleigh-Benard convection // Annual Review of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 32. P. 709–778. DOI: 10.1146/annurev.fluid.32.1.709
 25. Божко А. А., Путин Г. Ф. Волновые режимы конвекции в наклонном слое наножидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Математика. Механика. Информатика. 2012. Вып. 4 (12). С. 17–24.
 26. Normand Ch., Pomeau Y., Velarde M. G. Convective instability: a physicist's approach // Reviews of Modern Physics. 1977. Vol. 49, N. 3. P. 581–624. DOI: 10.1103/RevModPhys.49.581
 27. Paliwal R. C., Chen C. F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer. Part 1. Experimental investigations // Journal of Fluid Mechanics. 1980. Vol. 98, N. 4. P. 755–768. DOI: 10.1017/S0022112080000377
 28. Schwab L. Field-induced wavevector-selection by magnetic Benard convection // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. Vol. 65, N. 2-3. P. 315–316. DOI: 10.1016/0304-8853(87)90059-X
 29. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 247 с.
- References**
1. Finlayson B. A. Convective instability of ferro-magnetic fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 1970, vol. 40, no. 4, pp. 753–767. DOI: 10.1017/S0022112070000423
 2. Engler H., Borin D., Odenbach S. Thermomagnetic convection influenced by the magnetoviscous effect. *Journal of Physics: Conference Series*, 2009, vol. 149, 012105. DOI: 10.1088/1742-6596/149/1/012105
 3. Bozhko A. A., Putin G. F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection. *Magnetohydrodynamics*, 2003, vol. 39, no 2, pp. 147–168.
 4. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid. *Magnetohydrodynamics*, 2013, vol. 49, no. 1, pp. 143–152.
 5. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Putin G. F., Suslov S. A. Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids. *Physical Review E*, 2015, vol. 91, 013010. DOI: 10.1103/PhysRevE.91.013010
 6. Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F. On the structure of microaggregates in magnetitecolloids. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1996, vol. 182, no. 1, pp. 63–70. DOI: 10.1006/jcis.1996.0437
 7. Pop L. M., Odenbach S. Investigation of microscopic reason for the magnetoviscous effect in ferrofluid studied by small angle neutron scattering. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2006, vol. 18, S2785. DOI: 10.1088/0953-8984/18/38/S17
 8. Bozhko A. A. Teplovaya konvekciya magnitnyh zhidkostej v gravitacionnom i magnitnom polyah (Thermal convection of magnetic fluids in gravitational and magnetic fields). Doctor of Sciences Thesis, Perm: PSU, 2011, 289 p. (In Russian).
 9. Gershuni G.Z., Zhukhovitsky E.M. *Convective stability of incompressible fluid*. Jerusalem: Keter Publications, 1976, 330 p.
 10. Bashtovoy V. G., Berkovsky B. M., Vislovich A. N. *Introduction to thermomechanics of magnetic fluids*. Moscow: Institute of High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, 1985, 188 p. (in Russian)
 11. Blums E., Cebers A.O., Maiorov M.M. *Magnetic Fluids*. Berlin–New York: Walter de Gruyter & Co., 1997, 416 p.
 12. Suslov S. A., Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: perturbation energy analysis and experimental study. *Physical Review E*, 2012, vol. 86, 016301. DOI: 10.1103/PhysRevE.86.016301
 13. Odenbach S. *Magnetoviscous effects in ferrofluids*. Springer, 2002. 151 p.
 14. Volker T., Odenbach S. The influence of a uniform magnetic field on the Soret coefficient of magnetic nanoparticles // *Physics of Fluids*. 2003. Vol. 15. P. 2198–2207. DOI: 10.1063/1.1584435
 15. Landau L. D., Lifshits E. M. *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press, 1963. 417 p.
 16. Kalashnikov S. G. *Elektrichestvo*. Moscow: Fizmatlit, 2003, 624 p. (In Russian).

17. Krakov M. S., Nikiforov I. V., Reks A. G. Influence of the uniform magnetic field on natural convection in cubic enclosure: experiment and numerical simulation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2005, vol. 289, pp. 272–274. DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.11.077
18. Kaneda M., Tagawa T., Ozoe H. Convection induced by a cusp-shaped magnetic field for air in a cube heated from above and cooled from below. *Journal of Heat Transfer*, 2002, vol. 124, no. 1, pp. 17–25. DOI: 10.1115/1.1418369
19. Schwab L., Hildebrandt U., Stierstadt K. Magnetic Benard convection. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1983, vol. 39, no. 1-2, pp. 113–114. DOI: 10.1016/0304-8853(83)90412-2
20. Bozhko A. A., Bratukhin Yu. K., Putin G. F. Modeling of convective processes in magneto polarized liquid phase. *Growth of monocrystals and heat transfer. Proceedings of 6th Int. Conference, Obninsk*. 2005. Vol. 3. P. 570–579. (in Russian)
21. Bozhko A., Bratukhin Yu., Putin G. Heat and mass transfer features in magneto-polarized colloids. *CD-ROM Proceedings of the 22nd International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2008)*. Adelaide, Australia. 2008, 2 p.
22. Suslov S. A., Rahman H. Thermomagnetic convection in a layer of ferrofluid placed in a uniform oblique external magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, vol. 764, pp. 316–348. DOI: 10.1017/jfm.2014.709
23. Bogatyrev G. P., Shaidurov G. F. Convection stability of a horizontal ferrofluid layer in the presence of homogeneous magnetic field. *Magnetohydrodynamics*, 1976, vol. 12, no. 3, pp. 374–383.
24. Bodenschatz E., Pesch W., Ahlers G. Recent developments in Rayleigh-Benard convection. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, vol. 32, pp. 709–778. DOI: 10.1146/annurev.fluid.32.1.709
25. Bozhko A. A., Putin G. F. Wave convection regimes in an inclined layer of nanofluid. *Bulletin of Perm State University. Series: Mathematics. Mechanics. Information Science*, 2012, no. 4 (12), pp. 17–24. (In Russian).
26. Normand Ch., Pomeau Y., Velarde M. G. Convective instability: a physicist's approach. *Reviews of Modern Physics*, 1977, vol. 49, no. 3. pp. 581–624. DOI: 10.1103/RevModPhys.49.581
27. Paliwal R. C., Chen C. F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer. Part 1. Experimental investigations. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, vol. 98, no. 4, pp. 755–768. DOI: 10.1017/S0022112080000377
28. Schwab L. Field-induced wavevector-selection by magnetic Benard convection. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1987, vol. 65, no. 2-3, pp. 315–316. DOI: 10.1016/0304-8853(87)90059-X
29. Getling A. V. *Rayleigh-B'enard convection: Structures and Dynamics*. Singapore: World Scientific, 1998, 256 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Божко А. А., Краузина М. Т., Сидорова А. С., Суслов С. А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 54–64. doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-54-64

Please cite this article in English as:

Bozhko A. A., Krauzina M. T., Sidorov A. S., Suslov S. A. Features in ferrocolloid convection in the presence of gravitational and magnetic fields // Bulletin of Perm University. Physics, 2018, no. 1 (39), pp. 54–64. doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-54-64