

МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫЙ НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ МАССОПЕРЕНОС В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ В ОКРЕСТНОСТИ ФЕРРО- И ДИАМАГНИТНЫХ ЯДЕР КОНДЕНСАЦИИ*

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

К.А. Хохрякова (Бушуева), *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

Е.А. Полежаева, *Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского*

Сообщается об открытии и исследовании нестационарных изотермических магнитоуправляемых конвективных течений в окрестности ферро- и диамагнитных тел, помещенных в магнитную жидкость (МЖ) и выполняющих роль ядер магнитной конденсации. Ядра конденсации являются источниками неоднородного магнитного поля, вызывающего фазовое расслоение 1-го рода вида «газ – жидкость» в МЖ и появление интенсивных внутренних течений, обусловленных магнитофорезом капельных агрегатов. Выключение внешнего магнитного поля приводит к развитию интенсивной концентрационной конвекции по всему объему коллоида. Численный анализ конвективных течений позволил определить теорию фазового перехода первого рода, наилучшим образом описывающую эксперимент.

Ключевые слова: магнитные жидкости, концентрационная конвекция, магнитофорез, фазовый переход, диффузия, агрегаты.

Тепловая конвекция в магнитных жидкостях исследуется давно, начиная, по-видимому, с работ [1–5]. Из последних публикаций по этой теме можно отметить, например, [6–9]. Основной причиной повышенного внимания к свободной конвекции в магнитных жидкостях является существование двух механизмов возникновения конвективного движения. Кроме архимедовых сил, связанных с тепловым расширением жидкости и типичных для всех жидкостей, в магнитных жидкостях важную роль играет зависимость равновесной намагниченности от температуры, приводящая к термомагнит-

ной конвекции во внешнем магнитном поле. Благодаря высоким значениям пирромагнитного коэффициента интенсивность термомагнитной конвекции может многократно превышать интенсивность конвекции гравитационной.

Вопрос о концентрационной конвекции в магнитных жидкостях считается обычно неактуальным по причине малости характерных размеров полости (доли миллиметра в большинстве устройств и механизмов, в которых используется магнитная жидкость) и, главное, отсутствия внешних источников примеси вследствие непроницаемости границ для коллоидных

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-01-96007) и комплексной программы УрО РАН (проект № 15-10-1-16).

частиц. В этих условиях никаких стационарных изотермических течений быть не может. Тем не менее нестационарные течения могут быть реализованы несколькими способами. Отметим два наиболее интересных варианта, открытые и изученные авторами предлагаемого исследования.

1. Вихревые течения магнитной жидкости возникают из-за фазового расслоения магнитной жидкости и появления множества капельных агрегатов микронных размеров [10, 11]. Эти капельные агрегаты являются аналогом тумана во влажном воздухе, но образуются в магнитной жидкости не только при понижении температуры, но и при включении магнитного поля (магнитоуправляемый фазовый переход первого рода). Если магнитное поле неоднородно, то неоднородна и концентрация агрегатов, условия механического равновесия не выполняются, и пондеромоторная сила вызывает вихревое течение жидкости. Оно сопровождается «дождем» из капельных агрегатов и продолжается до тех пор, пока все магнитные частицы, способные конденсироваться в капельные агрегаты, не выпадут в осадок на поверхность источника магнитного поля. Это явление напоминает обычный дождь в земной атмосфере, но отличается тем, что в магнитных жидкостях этот «дождь» индуцируется неоднородным магнитным полем и происходит на масштабах порядка миллиметра, а не километров, как в случае с атмосфе-

рой. Вихревые течения, индуцированные магнитофорезом капельных агрегатов, показаны на рис. 1.

2. Течение жидкости происходит в гравитационном поле после выключения поля магнитного. В этом случае начальное неоднородное распределение частиц в пространстве (и интенсивность конвекции) зависит от времени нахождения жидкости в магнитном поле и его напряженности. После выключения магнитного поля начинается процесс выравнивания концентрации за счет градиентной диффузии и конвективного движения жидкости. Степень влияния конвекции на концентрационное поле определяется величиной концентрационного числа Релея

$$Ra = g\beta\Delta\phi L^3/\nu D,$$

где L – характерный размер полости с жидкостью (толщина ячейки Хеле–Шоу в данной работе), ϕ – объемная доля (концентрация) магнетита, $\Delta\phi$ – характерный перепад концентрации, g – ускорение свободного падения, $\beta = \rho^{-1}(d\rho/d\phi)$ – концентрационный коэффициент плотности, D , ν , ρ – коэффициент диффузии, кинематическая вязкость и плотность жидкости, соответственно.

Конвективная составляющая потока становится существенной, если концентрационное число Релея достигает нескольких сотен единиц (например см. [12]). Для магнитных жидкостей характерны очень высокие значения коэффициента β (порядка единицы) и очень низ-

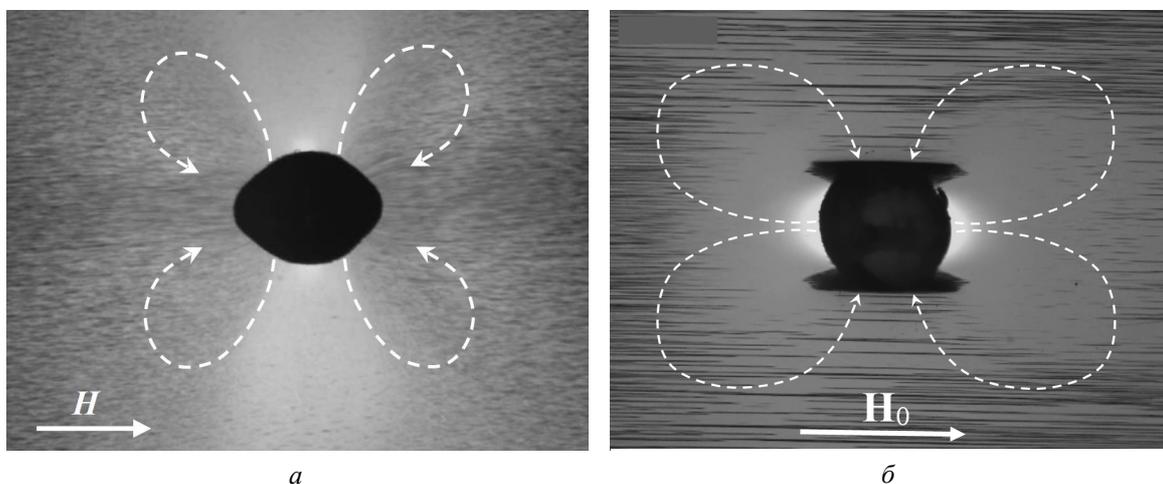


Рис. 1. Вихревые течения в окрестности ферромагнитного (а) и диамагнитного (б) ядра

кие значения коэффициента диффузии ($D \approx 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$). Это означает, что даже в полостях с характерным размером в доли миллиметра концентрационное число Релея Ra имеет порядок $10^3 \div 10^5$, и конвективный массоперенос преобладает над диффузионным. Благодаря этому обстоятельству время перехода системы из одного равновесного состояния в другое многократно уменьшается.

Ниже приведены результаты экспериментального исследования концентрационной конвекции в разбавленной магнитной жидкости, возникающей в окрестности ферромагнитной или диамагнитной частицы после выключения магнитного поля. Опыты проводились с разбавленной магнитной жидкостью типа «магнетит – керосин – олеиновая кислота» с объемной долей магнетита $\varphi = 0,002 \div 0,02$. Жидкость заполняла горизонтально расположенную ячейку Хеле–Шоу толщиной от 0,015 до 0,18 мм, в центре которой находилось ядро конденсации – крупинка карбонильного железа или свинца.

На первом этапе каждого опыта ячейка Хеле–Шоу помещалась во внешнее однородное магнитное поле, силовые линии которого были параллельны плоскости слоя. Ядро конденсации создавало вокруг себя локальное неоднородное магнитное поле, что приводило к магнитофорезу структурных элементов коллоида (одиночных коллоидных частиц и капельных агрегатов), которые втягивались в область с максимальной напряженностью магнитного поля. Они оседали («конденсировались») на поверхности ядра. При наличии в жидкости капельных агрегатов конденсация магнитной фазы сопровождалась интенсивным конвективным движением с характерными скоростями порядка 0,1 см/с, подробно описанным ранее [9, 10]. Конвекция длится несколько минут, в течение которых видимый контур тела с конденсатом становится похожим на вытянутый эллипс (см. рис. 1, а) из-за выпадения капельных агрегатов на магнитных полюсах ферромагнитного тела.

На втором этапе опыта внешнее магнитное поле выключалось и наблюдалось за движением границы раздела между областями с низкой и высокой концентрациями частиц. При горизонтальной ориентации ячейки Хеле–Шоу выключение поля сопровождалось резким выбросом концентрированной фазы по всем направлениям от ядра конденсации. Для проверки предположения о решающей роли гравитационной конвекции в движении концентрационного фронта была проведена серия опытов при вертикальной ориентации ячейки Хеле–Шоу, которая позволяет получить количественную информацию об интенсивности конвекции в широком диапазоне чисел Релея. В центре ячейки в этом случае помещался свинцовый (диамагнитный) шарик. Вблизи свинцового шара локальное магнитное поле характеризуется другой (по сравнению с ферромагнитным шаром) конфигурацией, при которой магнитофоретическая сила, действующая на частицу или агрегат, имеет ненулевую проекцию на вертикальную ось, а капельные агрегаты вытянуты по горизонтали (рис. 1, б). После выключения магнитного поля слоистая структура жидкости быстро трансформировалась в систему ниспадающих струй, возникающих в результате неустойчивости Релея–Тейлора. Каждая такая струя внешне напоминала миниатюрный инвертированный термик или соляные пальцы в задаче двойной диффузии [13, 14]. Таким образом, решающая роль гравитационной конвекции в формировании концентрационного поля в магнитной жидкости после выключения магнитного поля полностью подтвердилась.

Для получения количественной информации об интенсивности движения измерялась скорость V опускания концентрационных струй путем покадровой обработки видеоматериала и определения расположения переднего фронта ниспадающей струи. Результаты представлены на рис. 2 в безразмерных координатах, в виде зависимости числа Рейнольдса $Re = LV/\nu$ от концентрационного числа Ре-

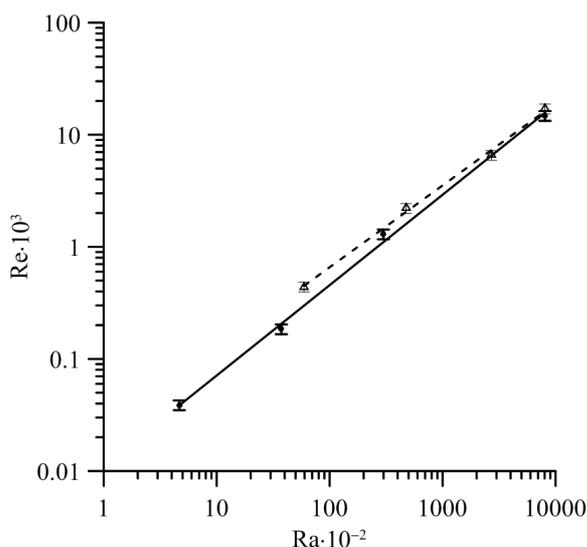


Рис. 2. Экспериментальная (сплошная линия) и расчетная (пунктирная линия) зависимость $Re(Ra)$, вычисленная в рамках работы [15]

ля. Наибольшую проблему представляла оценка перепада концентрации $\Delta\phi$, который определялся по фазовым диаграммам, описывающим фазовый переход первого рода типа «газ – жидкость» во

внешнем магнитном поле [6, 7]. Подробности вычисления $\Delta\phi$ приведены в [11]. С целью определения теории, наиболее удачно описывающей экспериментальные данные, было проведено численное моделирование в пакете OpenFOAM. Оказалось, что наилучшим образом данные описываются в рамках работы [15].

Концентрационное число Релея, определяющее интенсивность конвекции, варьировалось двумя способами: за счет изменения толщины ячейки Хеле–Шоу ($L = 0,015 \div 0,18$ мм) и изменения напряженности внешнего магнитного поля ($H = 6 \div 21$ кА/м), непосредственно влияющей на равновесную концентрацию частиц в капельных агрегатах, т.е. на начальный перепад концентрации $\Delta\phi$ в окрестности свинцового шарика. Число Релея Ra определялось через этот начальный перепад концентрации. График на рис. 2 позволяет установить важную закономерность [17]:

$$Re \approx 10^{-5} Ra^{0,86}.$$

Библиографический список

1. *Finlayson B.A.* Convective instability of ferromagnetic fluids // *J. Fluid Mech.* – 1970. – Vol. 40. – № 4. – P. 753–767.
2. *Shliomis M.I.* Magnetic fluids // *Sov. Phys. Usp.* – 1974. – Vol. 17. – P. 153.
3. *Bashtovoi V.G., Pavlinov M.I.* Convective stability of a vertical layer of magnetizable fluid in a uniform magnetic field // *Magneto hydrodynamics.* – 1978. – Vol. 14. – № 1. – P. 21–22.
4. *Berkovsky B.M., Medvedev V.F., Krakov M.S.* Magnetic fluids. – Oxford Univ. Press, 1993.
5. *Blums E., Cebers A., Maiorov M.M.* Magnetic fluids. – Walter de Gruyter, 1997.
6. *Shliomis M.I., Smorodin B.L.* Convective instability of magnetized ferrofluids // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – Vol. 252. – P. 197–202.
7. *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 // *J. of magnetism and magnetic materials.* – 2005. – Vol. 289. – P. 272–274.
8. *Bozhko A.A., Putin G.F.* Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions // *Microgravity Science and Technology.* – 2009. – Vol. 21. – № 1-2. – P. 89–93.
9. *Suslov S.A., Bozhko A.A., Sidorov A.S., Putin G.F.* Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study // *Phys. Rev. E.* 86, 016301.
10. *Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F.* Vortex flows induced by drop-like aggregate drift in magnetic fluids // *Physics of fluids.* – 2014. – Vol. 26. – 012002-9.
11. *Ivanov A.S., Melenev P.V.* Isothermal vortex flows in the vicinity of ferro- and diamagnetic condensation cores in magnetic fluids undergoing first-order phase transition // *Physics of fluids.* – 2014. – Vol. 26. – 112001-15.
12. *Kostarev K.G., Pshenichnikov A.F.* Gravitational Convection of a Liquid Mixture in a Horizontal Cylindrical Gap at Moderate Grashof Numbers // *Cosmic Research.* – 2004. – Vol. 42. – № 2. – P. 109–116.
13. *Posmentier E.S., Kirwan A.D.* The role of double-diffusive interleaving in mesoscale dynamics: An hypothesis // *J. Mar. Res.* – 1985. – Vol. 43. – P. 541–552.
14. *Turner J.S.* Buoyancy Effects in Fluids. – Cambridge, 1973.
15. *Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V.* Phase separation in dipolar systems: Numerical simulation // *JETP Lett.* – 2000. – Vol. 72. – P. 182.

16. *Buyevich Yu.A., Ivanov A.O.* Equilibrium properties of ferrocolloids // *PhysicaA.* – 1992. – Vol. 190. – P. 276.
17. *Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F.* On natural solutal convection in magnetic fluids // *Physics of Fluids.* – 2015. – Vol. 27. – 092001-8.

**MAGNETOCONTROLLABLE NON-STATIONARY ISOTHERMAL MASS TRANSFER
IN MAGNETIC FLUIDS IN THE VICINITY OF FERRO- AND DIAMAGNETIC
CONDENSATION CORES**

Ivanov A.S.¹, Khokhriakova (Bushueva) K.A.¹, Polezhaeva E.A.²

¹*Institute of continuous media mechanics UB RAS*

²*Military Space Academy named after A.F. Mozhajskij*

The paper reports about the study of non-stationary isothermal magneto-controllable convective flows in the vicinity of ferro- and diamagnetic bodies, immersed into magnetic fluids and playing the role of magnetic condensation cores. The cores are the sources of inhomogeneous magnetic field, which causes the 1-st order phase transition of the “gas-liquid” type in magnetic fluids and the initiation of intensive inner flows driven by magnetophoresis of drop-like aggregates. When the applied magnetic field is removed, the natural solutal convection takes place all over the volume of the fluid sample. Simulation of convective flows was made in the framework of three different theories of first-order phase transition in magnetic fluids. The comparison between several simulations and physical experiment helps to choose the one theory which fits experimental data the best way.

Keywords: magnetic fluids, solutal convection, magnetophoresis, phase transition, diffusion, aggregates.

Сведения об авторах

Иванов Алексей Сергеевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории динамики дисперсных систем, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, 1; e-mail: lesnichiy@icmm.ru

Хохрякова (Бушueva) Кристина Андреевна, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник лаборатории динамики дисперсных систем, ИМСС УрО РАН; e-mail: bca@icmm.ru

Полeжаева Екатерина Андреевна, младший научный сотрудник, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, 197198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13; e-mail: e-polejaeva@list.ru

Материал поступил в редакцию 21.10.2016 г.