

## О резонансном эффекте во вращающейся магнитной жидкости

© С.А. Куникин, Д.В. Гладких, Ю.И. Диканский

Ставропольский государственный университет,  
355009 Ставрополь, Россия  
e-mail: speckle-stav@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 8 декабря 2008 г.)

Приведены результаты низкочастотной магнитной восприимчивости вращающейся магнитной жидкости в постоянном подмагничивающем поле. Обнаружен эффект резонансного возрастания восприимчивости среды при совпадении частоты ее вращения с частотой измерительного поля. Проведено обсуждение причин и механизмов обнаруженного явления.

### Введение

Магнитные коллоидные наносистемы, известные как магнитные жидкости, в настоящее время находят применение в ряде областей техники. При использовании магнитных жидкостей в различного рода устройствах они нередко подвергаются сдвиговым напряжениям и вовлекаются во вращение. Это может оказывать влияние на процессы их намагничивания и приводить к появлению ряда эффектов, связанных с особенностями поведения магнитных наночастиц в таких условиях [1,2]. Однако, как показывает анализ литературы, изучению процессов, происходящих в магнитных жидкостях в подобных ситуациях, уделено недостаточное внимание.

В настоящей работе приводятся результаты исследования низкочастотной магнитной восприимчивости магнитных жидкостей различного типа, вращающихся в постоянном магнитном поле.

### Методика

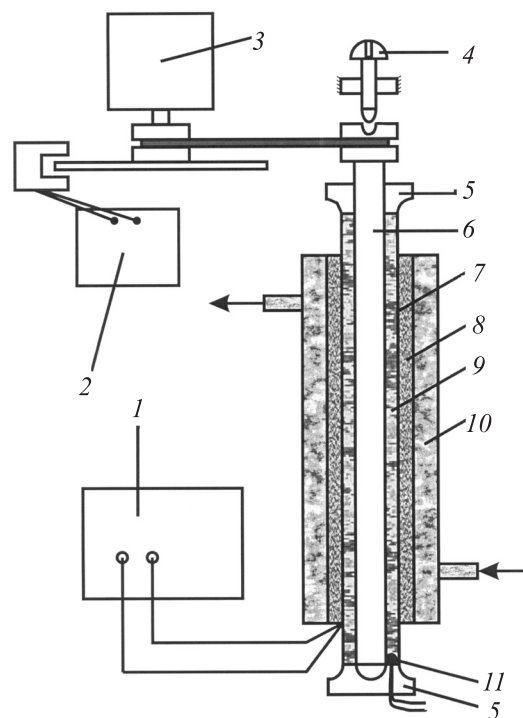
Магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом, в основном при низких частотах (20–100 Hz), кроме специальных частотных измерений, проведенных в диапазоне 20–10<sup>4</sup> Hz.

Схема использовавшейся экспериментальной установки приведена на рис. 1. Измерительная ячейка состояла из соленоида 1 (длина 25 см, диаметр 1 см), с цилиндрическим контейнером 6 для образца (внутренний диаметр 3 мм), который вводился соосно в соленоид и мог вращаться относительно его оси. Для исключения влияния температуры на индуктивность ячейки осуществлялось термостатирование измерительной обмотки соленоида путем прокачивания воды через охлаждающую рубашку 10 при комнатной температуре. Магнитное поле создавалось с помощью намагничивающей кубической катушки с пятисекционной обмоткой [3], обеспечивающей однородность поля напряженностью до 17 кА/м в области расположения контейнера с образцом.

С целью получения информации о механизме релаксации магнитного момента наночастиц были проведе-

ны исследования частотных зависимостей комплексной магнитной восприимчивости исследованных образцов в стационарном режиме. Для этого использовался специально изготовленный соленоид с высокими значениями добротности и коэффициента заполнения образцом. Измерения индуктивности измерительной обмотки проводились с помощью прецизионного измерителя иммитанса LCR-817 с погрешностью, не превышающей 0.1%.

Эффективная величина магнитной восприимчивости рассчитывалась по изменению индуктивности соленоида при внесении в него образца:  $\chi_{\text{eff}} = \frac{L-L_0}{L_0}$  ( $L_0$  и  $L$  — индуктивность обмотки при пустой и заполненной ячейке



**Рис. 1.** Экспериментальная установка: 1 — измеритель LCR, 2 — частотомер, 3 — электродвигатель, 4 — установочный винт, 5 — подшипники, 6 — трубка с образцом, 7 — термостатирующая рубашка для образца, 8 — измерительная катушка, 9 и 10 — термостатирующая жидкость, 11 — термомпара.

Образцы и их параметры

Образец	$M_s$ , kA/m	$\chi$	$\varphi$ , %	$d_\infty$ , nm
1	26.98	6.36	12.3	6.43
2	79.93	24.2	24.2	7.39
3	56.58	4.71	16.4	7.23

соответственно). Мнимая часть магнитной восприимчивости рассчитывалась, как и в [4], с помощью выражения:

$$\chi''_{\text{eff}} = \frac{1}{Q_0 + \Delta Q} \left( \frac{\Delta L}{L_0} - \frac{\Delta Q}{Q_0} \right),$$

где  $Q_0$  и  $Q$  — добротность пустого и заполненного соленоида соответственно.

Дополнительные исследования намагниченности магнитных жидкостей осуществлялись с помощью вибрационного магнетометра фонеровского типа, а для детального изучения начальных участков кривых намагничивания применялся баллистический метод.

В качестве объектов для исследования были использованы несколько образцов магнитной жидкости с магнетитовыми частицами. Один из них (№ 1) представлял собой коллоидный раствор магнетита в полиэтилсилоксановой основе, два других (№ 2 и 3) — коллоидный раствор магнетита в керосине, стабилизированный олеиновой кислотой. Кроме того, исследовался сухой порошок мелкодисперсного магнетита, полученный из образца № 2.

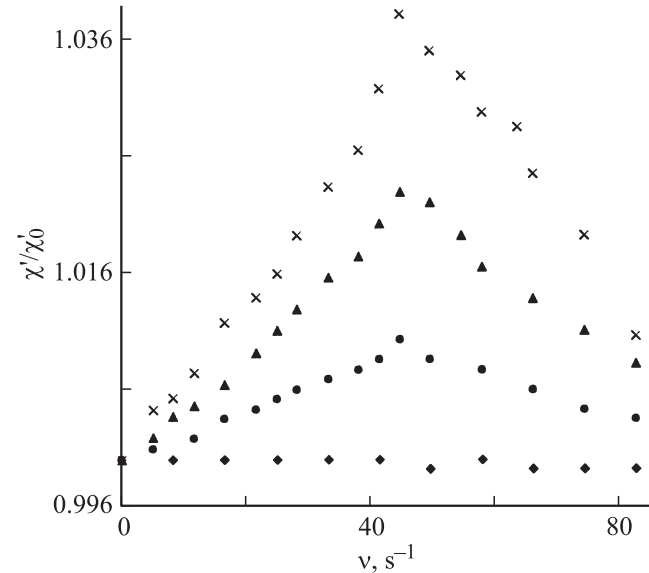
Концентрация твердой фазы, намагниченность насыщения и начальная магнитная восприимчивость исследованных образцов приведены в таблице. Там же приведены средние размеры наночастиц каждого образца, полученные магнитогранулометрическим методом при анализе кривых намагничивания в области напряженности поля 240–650 kA/m.

## Результаты и их обсуждение

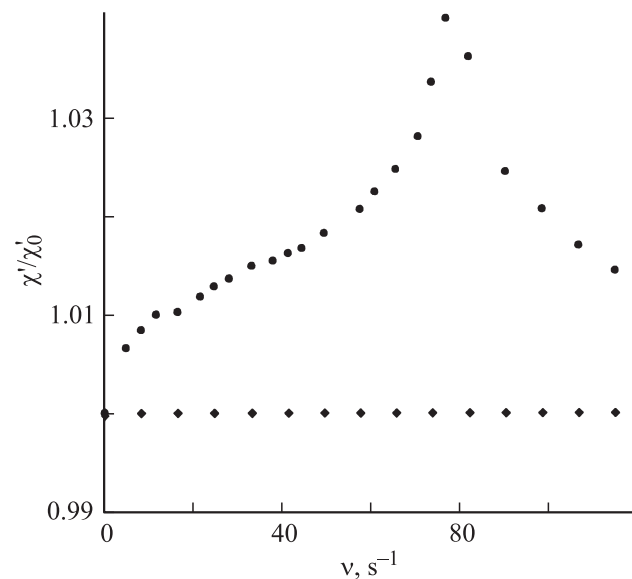
Установлено, что вращение всех исследованных образцов при отсутствии внешнего постоянного магнитного поля не приводит к изменению их магнитной восприимчивости. Напротив, при исследовании магнитной восприимчивости вращающихся образцов, подверженных воздействию постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно оси вращения, было обнаружено наличие зависимости восприимчивости некоторых образцов (№ 1 и 2) от частоты вращения. При этом оказалось, что обнаруженная зависимость имеет максимум при частоте вращения  $\nu$ , близкой к частоте измерительного поля (рис. 2 и 3). Как можно видеть из рисунков, максимум  $\chi(\nu)$  становится более выраженным при увеличении напряженности внешнего магнитного поля. Увеличение температуры приводит к уменьшению максимума вплоть до его полного исчезновения при некотором ее значении (рис. 4). При этом чем больше

напряженность постоянного подмагничивающего поля, тем выше температура, соответствующая исчезновению максимума  $\chi(\nu)$ .

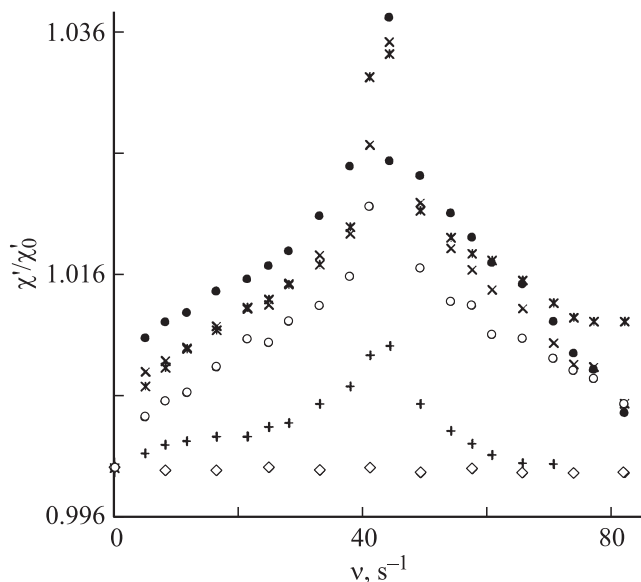
Следует отметить, что для порошка мелкодисперсного магнетита, полученного из образца № 2, а также для жидкого образца № 3, какой-либо зависимости магнитной восприимчивости от частоты вращения обнаружено не было. Было выдвинуто предположение, что наблюдаемый резонансный эффект связан с особенностями



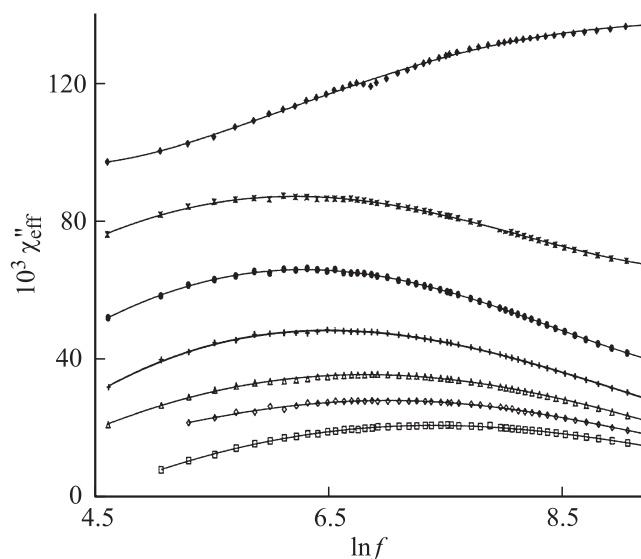
**Рис. 2.** Зависимость относительной магнитной восприимчивости образца № 1 от частоты вращения при различных значениях напряженности постоянного подмагничивающего поля, Н:  $\diamond$  — 0,  $\circ$  — 3.82,  $\triangle$  — 7.64,  $\times$  — 15.28 kA/m.



**Рис. 3.** Зависимость эффективной магнитной восприимчивости образца № 2 от частоты вращения без ( $\diamond$ ),  $H = 0$  и при воздействии постоянного подмагничивающего поля ( $\bullet$ ),  $H = 15.28$  kA/m.



**Рис. 4.** Зависимость относительной магнитной восприимчивости образца № 2 от частоты вращения при различных температурах в поле напряженностью  $H = 15.28$  кА/м:  $\diamond$  —  $T = 295$  К ( $H = 0$ ),  $\circ$  —  $T = 295$ ,  $\times$  —  $315$ ,  $*$  —  $325$ ,  $\bullet$  —  $335$ ,  $+$  —  $343$  К.



**Рис. 5.** Зависимость мнимой части эффективной магнитной восприимчивости образца № 1 от частоты измерительного поля при различных значениях напряженности подмагничивающего поля:  $\blacklozenge$  —  $0$ ,  $*$  —  $1.72$ ,  $\bullet$  —  $3.23$ ,  $+$  —  $4.81$ ,  $\triangle$  —  $6.45$ ,  $\diamond$  —  $7.96$ ,  $\square$  —  $9.67$  кА/м.

механизма релаксации магнитного момента наночастиц, для выяснения которых, как уже указывалось выше, были проведены частотные измерения магнитной восприимчивости образцов. Оказалось, что частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости образцов № 1 и 2 при дополнительном воздействии

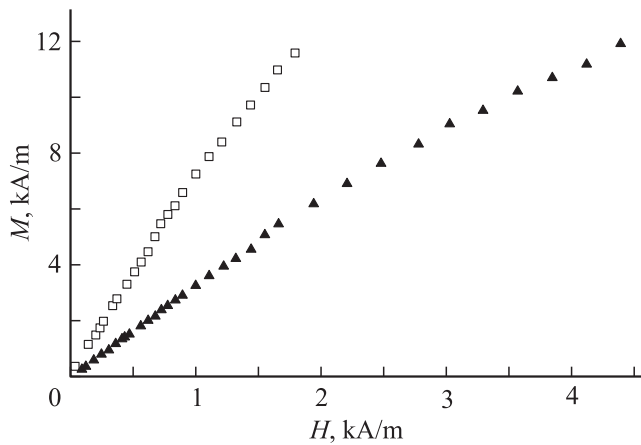
внешнего постоянного магнитного поля претерпевает максимум при некоторой частоте измерительного поля. Положение максимума зависит от величины напряженности внешнего поля и при ее увеличении смещается в область более высоких частот (рис. 5). Отметим, что для образца № 3 и мелкодисперсного порошка магнетита подобных максимумов обнаружено не было.

Очевидно, что возникновение обнаруженного резонансного эффекта связано с особенностями внутреннего строения исследованных магнитных коллоидов. Для жидкостей на основе магнетита, имеющего достаточно малую константу кристаллографической анизотропии, существуют два конкурирующих механизма релаксации магнитного момента: броуновский и неелевский. Как было указано в [4], для таких жидкостей могут проявляться одновременно оба этих механизма, а выделение какого-то одного связано с его преобладанием в конкретном случае. Для образцов, средний размер частиц которых мал, основным является неелевский механизм, для более крупных частиц — броуновский.

Можно предположить, что зависимость действительной части магнитной восприимчивости от частоты вращения кюветы наблюдается для магнитных жидкостей с магнито жесткими частицами, которые, согласно броуновскому механизму релаксации, изменяют направление магнитного момента за счет поворота самой частицы.

Результаты расчета времени релаксации магнитного момента по известной формуле  $\tau_D = \frac{3V\eta}{kT}$  ( $V$  — объем частицы,  $\eta$  — вязкость среды), указывают, что наиболее существенное поглощение электромагнитной энергии при реализации броуновского механизма релаксации должно наблюдаться в низкочастотном диапазоне переменного поля, т. е. при частотах, соответствующих наблюдаемому в эксперименте для образцов № 1 и 2 максимуму мнимой части магнитной восприимчивости. В высохшем образце проявление броуновского механизма релаксации затруднено, чем и можно объяснить отсутствие для него обсуждаемого максимума  $\chi''$ . Отсутствие подобного максимума для образца № 3 может свидетельствовать о том, что для подавляющего большинства ее дисперсных частиц присущ неелевский механизм релаксации, характерное время которого на несколько порядков ниже броуновского времени релаксации и не могло быть определено по результатам проведенных исследований из-за недостаточного большого диапазона исследованных частот.

Воздействие подмагничивающего поля, направленного перпендикулярно оси контейнера с образцом, оказывает ориентирующее воздействие на частицы, обращение образца вокруг его оси приводит к повороту частиц относительно направления поля на некоторый угол, величина которого определяется из условия равенства моментов магнитных и вязких сил. При увеличении скорости вращения величина этого угла может возрасти, и при достижении им некоторого критического значения ( $45^\circ$  в случае магнитного момента, наведенного полем



**Рис. 6.** Начальные участки кривых намагничивания образца № 1 ( $\square$ ) и агрегативно устойчивой магнитной жидкости на основе керосина ( $\blacktriangle$ ) с таким же ( $\theta = 11.6\%$ ) объемным содержанием магнетита.

и  $90^\circ$  — при наличии у частицы собственного магнитного момента) момент сил, действующий на частицу со стороны поля, начинает уменьшаться и происходит „опрокидывание“ частицы. В результате этого частица вовлекается в неравномерное вращение с периодом, равным периоду вращения кюветы, проходя в течение полного оборота неустойчивое положение равновесия, когда ее момент направлен противоположно напряженности постоянного подмагничивающего поля. В такой ситуации ориентация частицы вдоль напряженности переменного измерительного поля, период которого совпадает с периодом вращения кюветы, облегчается, что, как следствие, и приводит к увеличению действительной части магнитной восприимчивости. По-видимому, с этим и связан характер полученных зависимостей действительной части магнитной восприимчивости от частоты вращения контейнера с магнитной жидкостью. Таким образом, можно заключить, что исследованный резонансный эффект обусловлен наличием у частиц жестко закрепленного с твердой матрицей магнитного момента.

Вместе с тем следует указать и на возможность участия в описанном процессе агрегатов, образованных из однодоменных частиц в результате их взаимодействия. В некоторых случаях такие агрегаты также могут иметь собственный магнитный момент [5]. В пользу такого предположения, в частности, может указывать тот факт, что один из образцов (№ 1), для которого был обнаружен описанный выше резонансный эффект, имеет аномально большое для его концентрации значение магнитной восприимчивости ( $\chi = 6.4$  при намагниченности насыщения  $M_\infty = 26.9$  kA/m). Иллюстрацией этого могут служить представленные для сравнения на рис. 6 начальные участки кривых намагничивания этого образца (кривая 1) и агрегативно устойчивой магнитной жидкости на основе керосина с таким же объемным содержанием магнетита (кривая 2).

Как можно заметить из рис. 6, тангенсы угла наклона начальных участков сравниваемых образцов имеют существенное (в два раза) различие. Как следствие этого, магнитогранулометрия, проведенная по результатам исследований в сильных и слабых полях дает существенно различающиеся размеры частиц (6.9 и 20.6 nm соответственно). Последняя тенденция прослеживается и для других образцов, для которых обнаруживается резонансный характер зависимости действительной части магнитной восприимчивости от частоты вращения. Исчезновение эффекта при повышении температуры можно объяснить повышающейся в этой ситуации ролью неелевского механизма релаксации, а также разрушением и потерей магнитного момента агрегатов, образованных из отдельных частиц.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: „Развитие научного потенциала высшей школы“.

## Список литературы

- [1] Диканский Ю.И. // Мат. 17-й Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Донецк: АН СССР, 1985. 307 с.
- [2] Gazeau F., Heegaard B.M., Bacri J.-C., Cebers A., and Perzynski R. // Europhys. Lett. 1996. Vol. 35. N 8. P. 609–614.
- [3] Киффер И.И. Испытания ферромагнитных материалов. М.–Л.: Госэнергоиздат. 1962. 544 с.
- [4] Майоров М.М. // Магнитная гидродинамика. 1979. № 2. С. 21–26.
- [5] Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Вегера Ж.Г., Закиян Р.Г. // Коллоидный журн. 2005. Т. 67. № 2. С. 161–166.