

03:09

## Частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ-излучения от магнитной жидкости в области азотных температур

© Д.А. Усанов, Ал.В. Скрипаль, Ан.В. Скрипаль, А.Э. Постельга

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410012 Саратов, Россия  
e-mail: usanovda@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 24 октября 2008 г.)

В интервале значений температуры 253–293 К выполнены измерения коэффициента отражения СВЧ-излучения от плоского слоя магнитной жидкости, намагниченного полем 11.5 кОе; объемная концентрация магнитной фазы (магнетит) составляла 15 vol%. В указанной области динамическая восприимчивость наночастиц имеет сильную дисперсию (ферромагнитный резонанс). Для интерпретации эксперимента использована теория высокочастотного намагничивания ансамбля невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц. Найдено, что с понижением температуры ниже комнатной сохраняются наблюдавшиеся при повышенных температурах тенденции уменьшения величины относительной мощности излучения, отраженного от магнитной жидкости, и увеличения частоты, соответствующей минимуму зависимости.

PACS: 75.50.Mm

### Введение

В работах [1,2] теоретически было установлено, что изменение температуры магнитной жидкости должно приводить к изменению частотных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости. В работе [3] было экспериментально показано, что увеличение температуры магнитной жидкости приводит к изменению СВЧ-спектра отражения, а именно к амплитудному и частотному смещению минимума протектированного сигнала. Отметим, что в области повышенных температур хотя и наблюдалось качественное согласование результатов эксперимента и результатов с использованием теории динамического намагничивания однодоменных частиц в предположении, что эти частицы изотропные и однодоменные, однако достичь количественного совпадения, достаточного для использования полученных результатов с целью измерения температурной зависимости параметров магнитной жидкости, подобно тому, как это было сделано, например, в работах [4–6] при комнатной температуре, не удавалось. Поведение СВЧ-спектра отражения от слоя магнитной жидкости в области пониженных температур ранее не изучалось.

Проведение таких исследований интересно как в фундаментальном отношении (установление степени адекватности существующей теоретической модели реальной ситуации в области пониженных температур), так и с прикладной точки зрения (возможность измерения параметров магнитных частиц, использование слоя магнитной жидкости при низких по сравнению с комнатной температурах в качестве материала, используемого для создания различных типов СВЧ-устройств, параметры которых регулируются магнитным полем).

### Схема эксперимента

Принципиальная схема радиоинтерференционной установки, использовавшейся для измерений, изображена на рис. 1. Источником сигнала служил СВЧ-генератор качающейся частоты 8-мм диапазона 1, включенный через вентиль 2 в  $H$ -плечо двойного волноводного тройника 3. Мощность сигнала, поступающего в  $H$ -плечо тройника, контролировалась с помощью полупроводникового СВЧ-диода 4, установленного в этом плече. В результате интерференции волн, отраженных от нагрузки

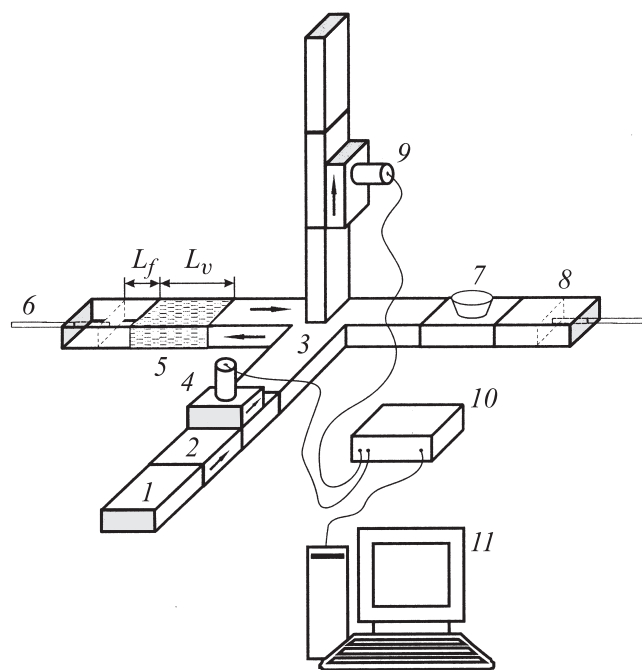


Рис. 1. Схема эксперимента.

в опорном плече и от слоя магнитной жидкости 5 в измерительном плече, помещенной между двумя тонкими, „прозрачными“ для СВЧ-излучения диэлектрическими прокладками, препятствующими растеканию магнитной жидкости по волноводу, в  $E$ -плече двойного волноводного тройника формируется разностный СВЧ-сигнал. Для регулировки фаз и значений амплитуды интерферирующих сигналов в опорном и измерительном плечах двойного волноводного тройника расположены подвижные короткозамыкающие поршни 6, 8 и аттенуатор 7.

Сигнал, протектированный с помощью СВЧ-дио-да 9, расположенного в  $E$ -плече волноводного тройника, поступает через аналого-цифровой преобразователь 10 в компьютер 11, где сравнивается с сигналом, поступающим с СВЧ-дио-да 4. Созданная таким образом резонансная интерференционная система позволяет обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации информационного сигнала.

## Теоретическое обоснование методики измерений

Мощность СВЧ-излучения, поступающего в  $E$ -плечо волноводного тройника в результате интерференции волн, отраженных от нагрузки в опорном плече и от измеряемого объекта, определяется коэффициентом отражения  $R$  электромагнитной волны от слоя магнитной жидкости и разностью длин  $\Delta L$  измерительного и опорного плеч [7]:

$$P = \frac{P_0}{4} (1 + |R|^2 + 2|R| \cos(\pi + \omega\tau)), \quad (1)$$

где  $\tau = 2\Delta L/u$  — время задержки электромагнитной волны в измерительном плече,  $u$  — скорость распространения волны в пустом волновом,  $\omega$  — частота сигнала,  $P_0$  — мощность излучения, поступающего в  $H$ -плечо волноводного тройника. Начальный сдвиг фаз  $\pi$  соответствует минимуму ответвления энергии в  $E$ -плечо тройника при равенстве значений длины измерительного и опорного плеч.

Коэффициент отражения  $R$  электромагнитной волны от слоя магнитной жидкости определяется толщиной слоя, диэлектрической  $\varepsilon$  и магнитной  $\mu^*$  проницаемостью магнитной жидкости.

Магнитная проницаемость  $\mu^*$  магнитной жидкости является комплексной величиной и определяется через действительную  $\chi'_m$  и мнимую  $\chi''_m$  компоненты:

$$\mu^* = 1 + \chi'_m + i\chi''_m. \quad (2)$$

Для разбавленной магнитной жидкости, частицы которой имеют слабую магнитную анизотропию, значения  $\chi'_m$

и  $\chi''_m$  определяются выражениями [8]:

$$\chi'_m = \frac{\phi M_S}{H} L[\xi(T)] \frac{(1 + \eta^2)^2 \omega_H^4 + (\eta^2 - 1) \omega^2 \omega^2 H}{(1 + \eta^2)^2 \omega_H^4 + 2(\eta^2 - 1) \omega^2 \omega_H^2 + \omega^4},$$

$$\chi''_m = \frac{\phi M_S}{H} L[\xi(T)] \frac{\eta \omega_H^2 (\omega^2 + \omega_H^2 (1 + \eta^2))}{(1 + \eta^2)^2 \omega_H^4 + 2(\eta^2 - 1) \omega^2 \omega_H^2 + \omega^4}, \quad (3)$$

$$\eta = \alpha \left[ \frac{q}{L[\xi(T)]} - \frac{1}{\xi(T)} \right], \quad \xi(T) = \frac{\mu_0 M_S V}{kT} H. \quad (4)$$

Здесь  $L(\xi)$  — функция Ланжевена,  $\omega_H = \gamma H$  — приведенное магнитное поле,  $\xi$  — суперпарамагнитный параметр (ланжевеновский аргумент) магнитной жидкости,  $M_S$  — намагниченность насыщения твердого магнетика,  $V$  — объем магнитной частицы,  $\alpha$  — параметр затухания ларморовой прецессии в однодоменной частице,  $\phi$  — объемная доля твердой фазы магнитной жидкости.

Коэффициент отражения  $R$  электромагнитной волны от слоя магнитной жидкости длиной  $L_f$ , находящегося на расстоянии  $L_v$  от короткозамыкающего поршня, определяется выражением [3]:

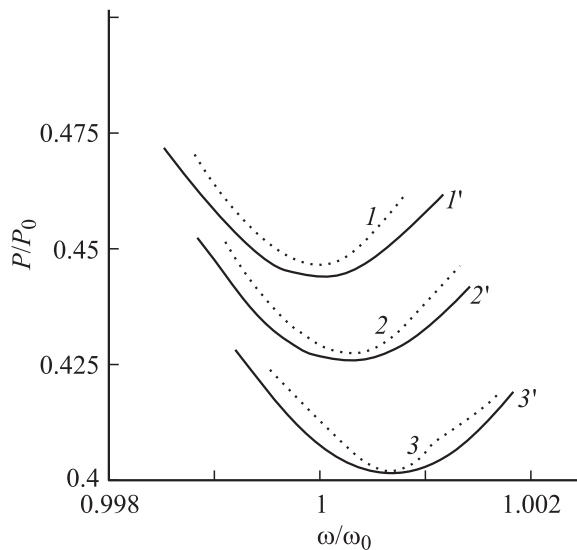
$$R = \frac{\gamma_0^2 \sinh(\gamma L_f) (1 + \exp(-2\gamma_0 L_v)) - \gamma^2 \sinh(\gamma L_f) \times (1 - \exp(-2\gamma_0 L_v)) - 2\gamma \gamma_0 \cosh(\gamma L_f) \exp(-2\gamma_0 L_v)}{\gamma_0^2 \sinh(\gamma L_f) (1 + \exp(-2\gamma_0 L_v)) + \gamma^2 \sinh(\gamma L_f) \times (1 - \exp(-2\gamma_0 L_v)) + 2\gamma \gamma_0 \cosh(\gamma L_f)}. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma_0^2 = \frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$ ,  $\gamma^2 = \frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu^*$  — постоянные распространения электромагнитной волны в пустом волновоме и в слое магнитной жидкости соответственно,  $a$  — размер широкой стенки волновода,  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  — электрическая и магнитная постоянные.

Использование выражения (1) с учетом соотношений (2)–(5) позволяет рассчитать величину мощности излучения, отраженного от слоя магнитной жидкости, которая может быть экспериментально измерена, и определяется толщиной слоя, диэлектрической  $\varepsilon$  и магнитной  $\mu^*$  проницаемостью магнитной жидкости.

## Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены результаты измерений частотной зависимости относительно мощности излучения, отраженного от слоя магнитной жидкости, при комнатной температуре (293 К) и при охлаждении на 20 и 40 К ниже ее. В качестве исследуемой магнитной жидкости использовалась жидкость на основе керосина с магнетитовыми частицами, стабилизированными олеиновой кислотой, с параметрами: диаметр частиц  $d = 4$  nm, объемная доля твердой фазы  $\phi = 0.15$ . Параметры заполнения волновода имели следующие значения:  $L_f = 20$  nm,  $L_v = 175$  nm. На этом же рисунке приведены результаты расчета с использованием выражения (1) частотной зависимости относительной мощности излучения  $P/P_0$ , отраженного от слоя магнитной жидкости.



**Рис. 2.** Зависимости относительной величины протектированного сигнала  $P/P_0$  при различных значениях температуры  $T$  от частоты  $\omega$ , нормированной на частоту  $\omega_0$ , соответствующую минимуму зависимости  $P/P_0$  при 293 К: 1, 1' —  $T = 293$ ; 2, 2' — 273 К; 3, 3' — 253 К (1–3 — эксперимент, 1'–3' — теория).

Как следует от результатов, приведенных на рис. 2, охлаждение магнитной жидкости вызывает как амплитудное изменение, так и частотное смещение минимума относительно мощности. Так, при уменьшении температуры на 20 К величина относительной мощности  $P/P_0$  в области минимума уменьшается на 5.5%, при этом частота, соответствующая минимуму мощности излучения  $P/P_0$ , увеличивается на 6 МГц.

Теоретический расчет для этой же ситуации при указанных геометрических и материальных параметрах дает следующие значения: при уменьшении температуры на 20 К величина относительной мощности  $P/P_0$  в области минимума уменьшается на 6%, при этом частота  $\omega$ , соответствующая минимуму мощности излучения  $P/P_0$ , увеличивается на 7 МГц.

При уменьшении температуры на 40 К величина относительной мощности  $P/P_0$  в области минимума уменьшается на 12%, при этом частота  $\omega$ , соответствующая минимуму относительной мощности  $P/P_0$ , увеличивается на 14 МГц. Теоретический расчет для этой же ситуации при указанных выше значениях геометрических и материальных параметров дает следующие результаты: при уменьшении температуры на 40 К относительная мощность  $P/P_0$  в области минимума уменьшается на 6%, при этом частота, соответствующая минимуму величины относительной мощности  $P/P_0$ , увеличивается на 15 МГц.

Отметим, что, как было показано авторами [3], аналогичная тенденция изменения анализируемой зависимости наблюдалась и при изменении температуры в интервале 333–293 К. Следовательно, можно считать обоснованным приведенное в [3] объяснение наблюда-

вшихся экспериментальных закономерностей и их можно распространить на рассматриваемый в настоящей работе диапазон значений.

Таким образом, учет зависимостей действительной  $\chi'_m$  и мнимой  $\chi''_m$  компонент магнитной восприимчивости от температуры, полученных при использовании в теории динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничивающем поле предположения о полной магнитной изотропии частиц и их идентичности, позволяет добиться вполне удовлетворительного согласия между экспериментальными данными и теоретическими расчетами влияния температуры на частотную зависимость коэффициента отражения электромагнитной волны от слоя магнитной жидкости.

С понижением температуры ниже комнатной сохраняются тенденции, наблюдавшиеся при повышенных температурах, уменьшения значения относительной мощности излучения  $P/P_0$ , отраженного от магнитной жидкости, и увеличения частоты  $\omega/\omega_0$ , соответствующей минимуму зависимости  $P/P_0$ . При этом по сравнению с аналогичными зависимостями в области повышенных температур в минимуме частотной зависимости  $P/P_0$  наблюдается практически полное совпадение с экспериментом. На значения частоты, больших и меньших отношения  $\omega/\omega_0$ , соответствующих минимуму частоты экспериментальной зависимости  $P/P_0$  от  $\omega$ , так же, как и при высоких температурах, теоретические кривые расположены в области более высоких значений  $P/P_0$ . Однако по сравнению с аналогичными кривыми в области высоких температур наблюдается лучшее количественное совпадение теории и эксперимента. Достигнутое количественное совпадение результатов эксперимента и теории в области минимума частотной зависимости  $P/P_0$  открывает возможность измерения температурной зависимости параметров магнитной жидкости в результате решения соответствующей обратной задачи.

## Список литературы

- [1] Reikher Y.L., Stepanov V.I. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 9. P. 6250–6259.
- [2] Reikher Y.L., Stepanov V.I. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. N 22. P. 16 428–16 431.
- [3] Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 126–129.
- [4] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Ермолаев С.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 19. Вып. 16. С. 47–50.
- [5] Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. // Тр. 9-й Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. Плес, 2000. С. 121–125.
- [6] Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 12. С. 26–29.
- [7] Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высш. шк. 1970. Т. 1. 372 с.
- [8] Гехт Р.С., Игнатченко В.А., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1300–1311.