

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(22 февраля 1995 г.)

22 февраля 1995 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Смирнов А.И., Хлюстиков И.Н.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва). *Магнитоэлектрические эффекты и эффект Штарка в антиферромагнитном Gd_2CuO_4 .*

2. **Зильberman П.Е., Темирязев А.Г., Тихомирова М.П.** (Институт радиоэлектроники РАН). *Короткие спиновые волны обменной природы в ферритовых слоях: возбуждение, распространение и перспективы применения.*

PACS numbers: 75.80.+q, 71.70. Ej, 75.50.Ee

Магнитоэлектрические эффекты и эффект Штарка в антиферромагнитном Gd_2CuO_4

А.И. Смирнов, И.Н. Хлюстиков

1. Введение

Антиферромагнитный Gd_2CuO_4 обладает необычной магнитной структурой. Спины ионов меди упорядочиваются антиферромагнитным образом при температуре $T_N(\text{Cu}) = 280 \text{ K}$ так, что в базисных плоскостях тетрагональной кристаллической решетки направления магнитных моментов чередуются в шахматном порядке [1]. При температуре $T_N(\text{Cd}) = 6,5 \text{ K}$ происходит антиферромагнитное упорядочение ионов гадолиния. При этом спины ионов гадолиния образуют ферромагнитные слои, намагниченные параллельно базисным плоскостям [2], а медная и гадолиниевая подсистемы оказываются обладающими различной магнитной симметрией. Магнитная структура кристалла становится неинвариантной относительно центров инверсии, что допускает существование линейного магнитоэлектрического эффекта. Магнитоэлектрический эффект в Gd_2CuO_4 был обнаружен в [3] по возникновению электрической поляризации под действием магнитного поля (так называемый $(ME)_H$ -эффект). С помощью симметрийного анализа для двухподрешеточной модели гадолиниевой подсистемы, в пренебрежении взаимодействием с медной подсистемой, в [3] получены следующие члены термодинамиче-

ского потенциала, ответственные за магнитоэлектрический эффект в магнитной структуре Gd_2CuO_4 :

$$\frac{1}{(4M_0)^2} \tilde{\Phi}_{ME} = \lambda M_z (P_x L_x + P_y L_y) + \Lambda P_z M L. \quad (1)$$

Здесь ось x направлена вдоль направления [100], а ось z — вдоль [001] тетрагональной кристаллической решетки, $2M_0$ — максимальная намагниченность одной из двух гадолиниевых подрешеток, P — электрическая поляризация, M и L — намагниченность и вектор антиферромагнетизма в единицах $4M_0$. В магнитной элементарной ячейке имеется четыре иона гадолиния, в каждую из двух подрешеток данной модели входит по два иона.

В магнитной структуре Gd_2CuO_4 $L_z = 0$ и отличны от нуля два магнитоэлектрических модуля α_{zx} и α_{xz} . Они следующим образом связаны с магнитоэлектрическими постоянными λ и Λ :

$$\alpha_{zx} = 4M_0 \frac{dM_x}{dE_z} = \frac{dP_z}{dH_x} = 4M_0 L \Lambda \chi_{||} k_{zz}, \quad (2)$$

$$\alpha_{xz} = 4M_0 \frac{dM_z}{dE_x} = \frac{dP_x}{dH_z} = 4M_0 L \Lambda \chi_{\perp} k_{xx}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей, k_{zz} и k_{xx} — соответствующие диэлектрические восприимчивости, $\chi_{||}$ и χ_{\perp} — магнитные восприимчивости в соответственно параллельном и перпендикулярном \mathbf{L} направлении.

В данной работе описаны результаты наблюдения линейного магнитоэлектрического эффекта по наведению магнитного момента электрическим полем ($(ME)_E$ -эффект), линейного антиферромагнитного эффекта Штарка, т.е. сдвига спектра антиферромагнитного резонанса (АФМР) электрическим полем, а также влияния электрического поля на магнитную восприимчивость.

Эти явления качественно объясняются в рамках двухподрешеточной модели антиферромагнитно упорядоченной редкоземельной подсистемы.

2. Методики экспериментов

Изменение намагниченности δM под действием электрического поля E измерялось с помощью SQUID-магнитометра [4] при температуре 1,2 К. Образец размерами $1 \times 1 \times 1$ мм был приклеен между плоскими электродами

проводящим kleem. Приемная катушка фиксировала появление δM в направлении, перпендикулярном E .

Для измерения СВЧ магнитной восприимчивости χ^ω и наблюдения АФМР в электрическом поле использовался спектрометр магнитного резонанса с проходным резонатором без модуляции магнитного поля. Рабочая частота спектрометра $f = 35,7$ ГГц. Внутри резонатора располагалась изолированная медная пластина, с помощью которой на образце создавалось электрическое поле E , перпендикулярное внешнему магнитному полю H . СВЧ магнитное поле h на образце было перпендикулярно обоим полям H и E .

Измерение малого сдвига линии АФМР и малых изменений χ^ω при действии электрического поля проводилось с помощью модуляционной методики с переменным электрическим полем частоты $F = 1,95$ кГц. При влиянии поля E на χ^ω возникает переменная составляющая СВЧ мощности, прошедшей через резонатор, колеблющаяся с этой частотой. Амплитуда δU этой составляющей определялась с помощью фазочувствительного усилителя. Если магнитное поле АФМР зависит от приложенного электрического поля, то величина δU будет зависеть от H , как производная мощности прошедшего через резонатор СВЧ сигнала U по магнитному полю dU/dH .

3. Статические магнитные свойства

в электрическом поле

Измерение статических магнитных свойств проводилось после охлаждения образца в нулевых полях E и H .

Эксперимент показал, что поле E_z вызывает линейное изменение δM_x в нулевом магнитном поле (рис. 1а). На этом рисунке изображено также изменение намагниченности в зависимости от электрического поля во внешнем магнитном поле $H_x = 63$ Э. Подобные измерения были проделаны и при других значениях поля вплоть до 200 Э.

Результаты этих экспериментов описываются формулой $\delta M_x(H) = \alpha E_z + H_x(\beta E_z + \gamma E_z^2)$. Таким образом, мы обнаруживаем линейное влияние электрического поля на магнитный момент и линейное и квадратичное влияния на магнитную восприимчивость χ_{xx} .

Электрическое поле E_y также приводит к изменению намагниченности M_x , при этом зависимость $\delta M_x(E_y)$ в нулевом поле обладает существенным гистерезисом (рис. 1б). Этот результат обнаруживает магнитоэлектрическую связь компонент M_x и E_y , не описываемую (1), а также свидетельствует о наличии спонтанного магнитного момента.

4. Высокочастотные магнитные свойства

в электрическом поле

АФМР в Gd_2CuO_4 подробно описан и экспериментально изучен в [2, 5]. Мы изучали влияние электрического поля на его нижнюю ветвь, обладающую щелью 25,2 ГГц при температуре 1,8 К.

Магнитное поле было направлено в плоскости xz под углом 45° к оси x , а электрическое поле — вдоль оси y . Такая ориентация позволяет использовать взаимодействие компонент M_z и E_y , описываемое первым членом (1), и в то же время наблюдать АФМР на рабочей частоте резонатора. При ориентации $H||z$ поле АФМР на этой частоте становится слишком большим. На рис. 2 представлены зависимости U , dU/dH , а также δU от напряженности магнитного поля. Видно, что зависимость $\delta U(H)$ вблизи линии АФМР пропорциональна производной dU/dH , что свидетельствует о сдвиге поля АФМР электрическим полем.

Для получения однодоменного антиферромагнитного образца мы использовали охлаждение в полях E и H [6]. Направление вектора L вдоль легкой оси (биссектриса координатного угла в плоскости xy) при этом определяется знаком произведения EH во время про-

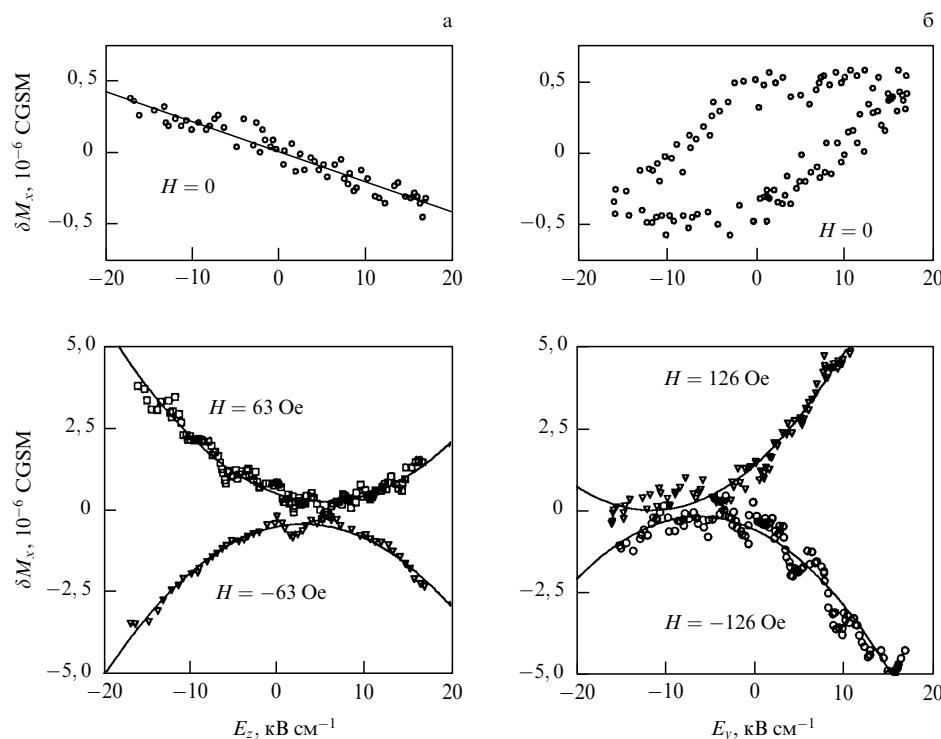


Рис. 1. Зависимость $\delta M_x(E_z)$ (а) и $\delta M_x(E_y)$ (б) при $T = 1,2$ К

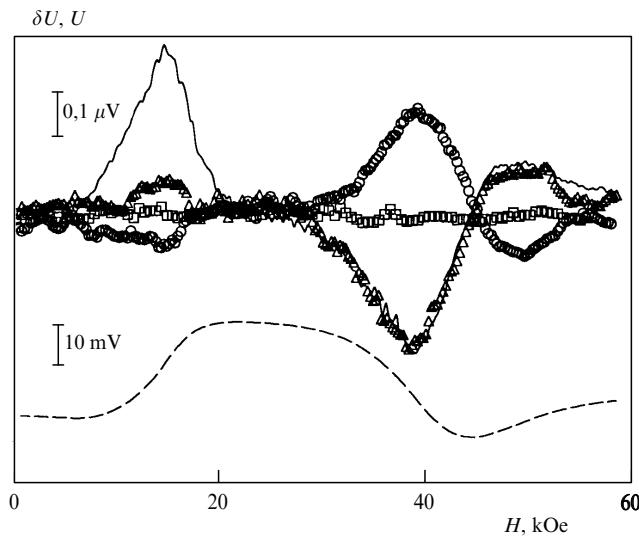


Рис. 2. Зависимость $\delta U(H)$: \circ — после отжига в полях E и H ; Δ — после отжига с инвертированным полем E ; \square — после отжига в нулевых полях. Сплошная линия — величина $\chi = 1, 12 \cdot 10^{-4} dU/dH$; штриховая — зависимость $U(H)$

хождения температуры Нееля. В образце, не прошедшем такого магнитоэлектрического отжига, линейный магнитоэлектрический эффект оказывается в значительной мере скомпенсированным за счет противоположного знака эффекта в доменах, различающихся знаком **L**. На рис. 2 приведены данные, полученные для образца, охлажденного в полях $E_y = 3$ кВ/см и $H = 54$ кЭ от 7,5 до 1,2 К, а также результаты, полученные после нагрева до 7,5 К и охлаждения с тем же значением H , но с инвертированным полем E . Изображена также зависимость $\delta U(H)$, полученная после охлаждения в нулевых полях.

По амплитуде δU мы определили величину сдвига поля АФМР δH , который составил 0,1 Э. Из рис. 3 видно, что одно и то же электрическое поле увеличивает

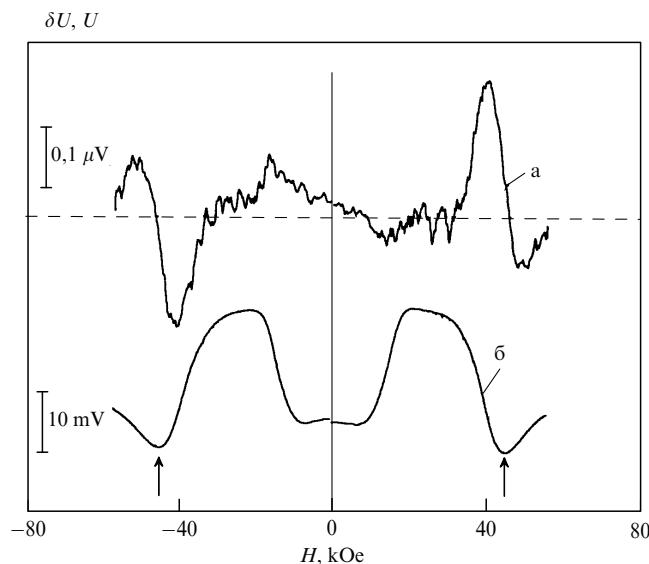


Рис. 3. Зависимости $\delta U(H)$ для $E = 3$ кВ см⁻¹ в эксперименте с инвертированием магнитного поля (а) и $U(H)$ (б); стрелками отмечены поля АФМР

абсолютную величину магнитного поля АФМР в области положительных магнитных полей и уменьшает ее для инвертированного магнитного поля. Такое действие электрического поля в нашем эксперименте можно интерпретировать как возникновение эффективного магнитного поля, направленного в плоскости xz . Знак эффективного поля меняется при изменении знака E или знака **L**.

На рис. 2, 3 видно, что в области полей $|H| < 20$ кЭ наблюдается существенное изменение СВЧ сигнала U при изменении H . Это связано с изменением магнитной восприимчивости χ_{xx} в процессе спиновой переориентации в области $0 < H_x < 9$ кЭ [5]. При изменении восприимчивости происходит расстройка резонатора и изменение прошедшего сигнала. В этих полях появляется также заметная величина δU (см. рис. 2), свидетельствующая о влиянии электрического поля на восприимчивость χ^ω , измеряемую по отношению к слабому полю h .

Зависимости вещественной и мнимой частей изменения восприимчивости под действием электрического поля, $\delta\chi'$ и $\delta\chi''$ от магнитного поля приведены на рис. 4.

Эксперимент показывает, что в полях ниже 20 кЭ отклик на электрическое поле δU содержит существенную часть, которая меняет знак при переполюсовке магнитного поля. Тем самым обнаруживается нечетная по **EH** добавка к магнитной восприимчивости.

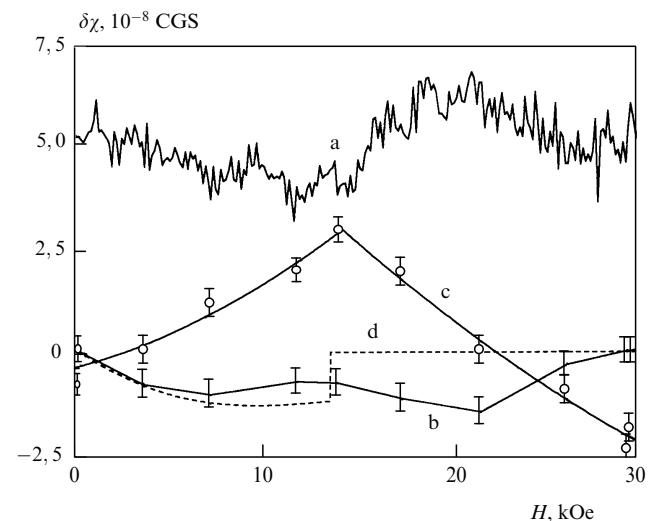


Рис. 4. Зависимости от магнитного поля величин: δU (а); $\delta\chi'$ (б), $\delta\chi''$ (с) и расчетная зависимость $\delta\chi(H)$ согласно (5) (д)

При $H = H_x$, $E = E_y$ и $H = H_x$, $E = E_z$ линейного сдвига АФМР электрическим полем мы не обнаруживаем, но влияние электрического поля на восприимчивость наблюдается.

5. Расчет

Описание магнитного резонанса и магнитной восприимчивости в электрическом поле проведем на основе термодинамического потенциала двухподрешеточного антиферромагнетика с одноосной анизотропией и тетрагональной анизотропией в плоскости [2] с добавлением магнитоэлектрических членов из формулы (1), а также стандартных членов, описывающих взаимодействие поляризуемой среды с электрическим полем. Такое

описание является упрощенным, так как игнорирует наличие медной магнитной подсистемы и заменяет четыре гадолиниевые подрешетки двумя. Однако в рамках этой модели можно проследить за возникновением нескольких магнитоэлектрических явлений.

Поведение магнитной структуры при низких температурах для $E = 0$ и его описание на основе изложенной модели изучено в [2]. В основном состоянии вектор антиферромагнетизма в нулевом магнитном поле располагается вдоль направления [010]. При $\mathbf{H} \parallel x$, по мере увеличения магнитного поля от нуля до величины H_c происходит поворот вектора \mathbf{L} к направлению [010], а при дальнейшем увеличении поля вектор \mathbf{L} не меняет своей ориентации, оставаясь перпендикулярным магнитному полю. Здесь $H_c = (4H_t H_e)^{1/2}$; H_t — поле тетрагональной анизотропии; H_e — обменное поле. В поле $H = H_c$ происходит фазовый переход второго рода. Вследствие сильного различия величин $\chi_{||}$ и χ_{\perp} , а также из-за неравномерности поворота намагниченности при изменении магнитного поля восприимчивость оказывается зависящей от магнитного поля в области от нуля до H_c , а в точке $H = H_c$ восприимчивость χ_{xx} испытывает скачок, уменьшаясь в два раза. При $H > H_c$ восприимчивость не изменяется, оставаясь равной χ_{\perp} .

Уравнения движения Ландау–Лифшица, полученные на основе описанного потенциала, приводят к следующему выражению для сдвига резонансного значения магнитного поля АФМР на частоте ω при $H_z = H_x = H/\sqrt{2}$; $H_x > H_c$; $H_y = 0$:

$$\delta H = \sigma \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + 2 \frac{H_t((\omega/\gamma)^2 - H^2)}{H(2(\omega/\gamma)^2 + 4H_e H_t - 2H_A H_e)} \right]. \quad (4)$$

Здесь γ — магнитомеханическое отношение; $\sigma = 4M_0\lambda P_y L_y$. Величина σ — это взятая с обратным знаком величина эффективного магнитного поля

$$H_{\text{eff}} = -\frac{1}{4M_0} \frac{d\tilde{\Phi}_{ME}}{dM},$$

возникающего вдоль направления z при действии электрического поля E_y ; H_A — поле одноосной анизотропии.

Второе слагаемое в этой формуле составляет 0,14 первого. Таким образом, электрическое поле изменяет z -проекцию магнитного поля АФМР практически на величину эффективного поля σ .

Аналогичный расчет показывает, что линейный сдвиг АФМР электрическим полем отсутствует также для $\mathbf{E} \parallel z$, $\mathbf{H} \parallel x$. Это обстоятельство можно пояснить тем, что эффективное поле в этом случае перпендикулярно внешнему магнитному полю и изменение суммарного магнитного поля оказывается квадратичным по \mathbf{E} .

Минимизируя потенциал при характерных для низких температур условиях $\mathbf{L} \perp \mathbf{M}$, $L^2 + M^2 = 1$, получаем для изменения магнитной восприимчивости за счет действия электрического поля при $H_x = H_z$, $H_x < H_c$:

$$\delta\chi_{xx} = -\chi_{\perp} \frac{4M_0\lambda P_y}{H_c} \frac{H}{H_c} \frac{1}{(1 + (H/\sqrt{2}H_c)^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

Физический смысл этого результата состоит в том, что при наличии ненулевого магнитного поля вдоль оси z , электрическое поле приводит к изменению ориентации вектора \mathbf{L} относительно магнитного поля, вызывая изменение магнитной восприимчивости.

6. Обсуждение

Величина наблюдаемого сдвига АФМР электрическим полем находится в соответствии со значением магнитоэлектрического модуля α_{xz} [3] и восприимчивости χ_{\perp} [2] согласно формуле (4).

Используем полученные характеристики магнитоэлектрического эффекта в Gd_2CuO_4 для оценки влияния электрического поля на восприимчивость согласно расчетам, приведенным выше.

При $E = E_y$, $H_x = H_z$, сдвиг АФМР дает для величины $4M_0\lambda P_y$ значение 0,15 Э в поле $E_y = 3$ кВ/см. Тогда с помощью формулы (5) получим зависимость $\delta\chi_{xx}(H)$, приведенную на рис. 4, линия d. В нашем эксперименте измеряется динамическая восприимчивость на частоте порядка частоты АФМР, которая может существенно отличаться от статической восприимчивости. В этом опыте вместе с восприимчивостью χ_{xx}^o на результат с тем же весом оказывает влияние χ_{zz}^o . При выводе формулы (5) имелось в виду изменение статической восприимчивости χ_{xx} . Учитывая эти обстоятельства, совпадение порядка величины и характера зависимости от магнитного поля для наблюдаемых величин $\delta\chi'$, $\delta\chi''$ и расчетной величины $\delta\chi_{xx}(H)$ представляется удовлетворительным.

Таким образом, изменения магнитной восприимчивости, нечетные по EH (см. рис. 2, 3), можно объяснить на основе упрощенной модели эффекта: при $H \neq 0$ электрическое поле приводит к изменению ориентации вектора \mathbf{L} и к изменению восприимчивости.

Линейный сдвиг АФМР при $H_z = H_x$ и его отсутствие при $\mathbf{H} \parallel x$ также хорошо согласуется с выполненным расчетом сдвига АФМР в электрическом поле.

Однако наведение магнитного момента δM_x электрическим полем E_y , наличие слабого ферромагнитного момента и зависящий от электрического поля магнитной восприимчивости в нулевом магнитном поле не могут быть объяснены в рамках описанной модели. Более того, слабый ферромагнетизм, обусловленный билинейными по L и M членами, запрещен для тетрагональных кристаллов. Но слабый ферромагнитный момент здесь наблюдался [7] при температурах ниже $T_N(\text{Cu})$ и выше $T_N(\text{Gd})$. Для его объяснения предполагалось, что существуют слабые искажения тетрагональной решетки [8]. Мы наблюдаем спонтанный момент не менее $\sim 10^{-9} M_0$ при температуре ниже $T_N(\text{Gd})$ (рис. 1б). Магнитоэлектрическое взаимодействие, соответствующее члену потенциала $\propto E_x M_y$, наблюдаемое в наших экспериментах (рис. 2б), также невозможно в рамках исходной кристаллографической группы $I4mm$. Повидимому, спонтанный магнитный момент через магнитоэлектрическое взаимодействие порождает также и спонтанную электрическую поляризацию. В этом случае Gd_2CuO_4 представляет собой, аналогично никель-иодному борациту [9], слабоферромагнитный магнитоэлектрический ферроэлектрик.

Наблюдаемые в нулевом магнитном поле при $\mathbf{E} \parallel y$ и $\mathbf{E} \parallel z$ линейные по \mathbf{E} составляющие магнитной восприимчивости можно приписать наличию в разложении термодинамического потенциала членов вида $pE_i M_j^2 L_k^2$. Для описания квадратичной по электрическому полю составляющей магнитной восприимчивости (см. рис. 1) следует ввести также члены виды $qE_i^2 M_j^2 L_k^2$. Однако можно объяснить наблюдаемые эффекты аналогично изложенному в разделе 5, привлекая члены более низкого порядка

вида $L_y M_x \pm L_x M_y$, $E_y M_x L_y$, $E_y M_y L_z$, обусловленные искажениями исходной структуры.

В заключение приведем члены термодинамического потенциала Φ в переменных E и H , которые он должен содержать для описания наблюдавшихся нами магнитоэлектрических эффектов:

$$\begin{aligned} \Phi_{ME} = & k_i H_i + \alpha_{ik} E_i H_k + \gamma_{ik} E_i H_k^2 + \\ & + \beta_{ikl} E_i H_k H_l + \tau_{ik} E_i^2 H_k^2. \end{aligned} \quad (6)$$

В наших экспериментах обнаружены ненулевые коэффициенты α_{zx} , α_{xy} , α_{xz} , γ_{zx} , γ_{xz} , β_{xzx} , β_{zxy} , τ_{zx} , τ_{xy} , τ_{xz} , k_x .

Работа поддержана Международным научным фондом и Российской фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- Chatopadyay T, Brown P J, Roessli B et al. *Phys. Rev. B* **46** 5731 (1992)
- Chatopadyay T, Brown P J, Stepanov A A et al. *Phys. Rev. B* **44** 9486 (1991)
- Wiegmann H, Stepanov A A, Vitebsky I M et al. *Phys. Rev. B* **49** 10039 (1994)
- Хлюстиков И Н *ПТЭ* **2** 167 (1993)
- Звягин А И, Яблонский Д А, Пащенко В А и др. *ФНТ* **18** 1 (1992)
- Астров Д Н *ЖЭТФ* **38** 984 (1960)
- Thompson J, Cheong S-W, Brown S E et al. *Phys. Rev. B* **39** 6660 (1989)
- Stepanov A A, Wyder P, Chatopadyay T et al. *Phys. Rev. B* **48** 12979 (1993)
- Ascher E, Rieder H, Schmid H, Stoessel H *J. Appl. Phys.* **37** 1404 (1966)

PACS numbers: 75.30.Ds, 75.30.Et, 75.50.Gg

Короткие спиновые волны обменной природы в ферритовых слоях: возбуждение, распространение и перспективы применений

П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязев,
М.П. Тихомирова

1. Введение

Существуют два механизма переноса энергии в спиновой волне: за счет 1) магнитодипольного взаимодействия спинов и 2) обменного взаимодействия. В так называемых магнитостатических волнах (МСВ) доминирует первый из указанных механизмов. Волны, в которых превалирует второй механизм, будем называть обменными спиновыми волнами (ОСВ).

ОСВ были открыты в знаменитой работе Блоха [1]. Они могут иметь весьма короткие длины волн $\lambda < 1$ мкм и поэтому занимают основную часть фазового пространства элементарных возбуждений феррита. На сегодняшний день ОСВ исследованы в экспериментальном плане очень слабо, гораздо слабее, чем длинноволновые (с $\lambda > 20$ мкм) МСВ. Достаточно сказать, что до сих пор отсутствовали эффективные методы возбуждения ОСВ с заданной частотой и направлением распространения. Мы хотели бы сообщить здесь об основных идеях и результатах наших исследований последнего времени, направленных на освоение бегущих ОСВ, как нового

экспериментального метода и средства для обработки сигналов.

2. Проблема электромагнитного возбуждения ОСВ

Проблема состоит в том, чтобы обеспечить синхронное возбуждение при большом различии между длиной возбуждающей электромагнитной волны (λ_{EM}) и длиной возбуждаемой ОСВ (λ). Например, типичны такие порядки величин: $\lambda_{EM} \sim 1-10$ см и $\lambda \sim 0,1-1$ мкм. Требуемый синхронизм можно обеспечить с помощью преобразователей (антенн). В качестве преобразователя может служить, в принципе, любым образом созданная электродинамическая неоднородность вблизи поверхности или внутри объема феррита. Важно, чтобы в спектре пространственных гармоник электромагнитного поля вокруг такой неоднородности существовала гармоника с волновым вектором \mathbf{q} . Тогда, если в спектре феррита на частоте электромагнитной волны имеется ОСВ с волновым вектором \mathbf{q} , то такая ОСВ и будет возбуждена.

На рис. 1 схематически показано, как осуществляется возбуждение спиновых волн с помощью металлической полоски с СВЧ током, приближенной к поверхности ферритового слоя. Магнитное поле \mathbf{h} СВЧ тока \mathbf{j} меняется на расстояниях порядка ширины полоски w . Поэтому такое поле способно возбуждать спиновые волны с $q \leq \pi/w$. При типичных значениях $w \sim 20 \div 50$ мкм это дает $\lambda = 2\pi/q \geq 40 \div 100$ мкм. Дальнейшее существенное укорочение длины волны за счет уменьшения w вызывает большие трудности, поскольку столь узкие полоски не удается согласовать с имеющимися источниками СВЧ тока.

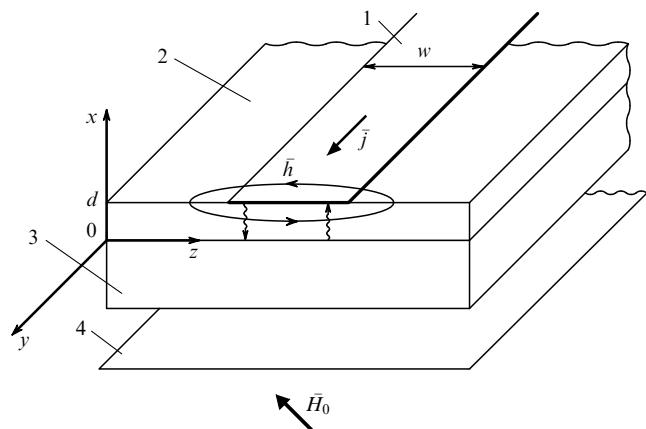


Рис. 1. Структура для возбуждения ОСВ: 1 — металлическая полоска шириной w ; 2 — ферритовая пленка толщиной d ; 3 — подложка; 4 — металлическое основание (заземлено); \mathbf{H}_0 — статическое внешнее магнитное поле; \mathbf{h} — СВЧ магнитное поле тока \mathbf{j} (показан стрелкой), замкнутая линия со стрелками — силовая линия h ; волнистые линии — возбужденная и отраженная ОСВ

Между тем имеется простая возможность возбуждения коротких ОСВ, связанная с наличием граничной поверхности пленки. Такая поверхность создает неоднородность по направлению нормали к ней. Стало быть, возбуждаемые ОСВ должны бежать по нормали. Поясним существование дела на примере поверхности с полностью закрепленными спинами. Итак, пусть при $x = d$ (см. рис. 1) угол прецессии намагниченности в поле \mathbf{h} равен нулю (спины закреплены). Тогда вблизи поверхности на