

Кривые крутящих моментов в плоскости перпендикулярных плоскости (001), имеют следующий вид: $L(\vartheta) = -\partial E_K / \partial \vartheta \leq K_1 \sin 2\vartheta$, а в плоскости (001) $L(\varphi) = 0$ при $K_2 = 0$.

Константа K_1 меняется от образца к образцу и лежит в пределах от $2 \cdot 10^4$ до $2.5 \cdot 10^4$ эрг·г⁻¹ для кристаллов с $x \approx 0.1$ и от $3.5 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4$ эрг·г⁻¹ для кристаллов с $x \approx 0.3$. Известно [1], что увеличение температуры отжига составов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3+y}$ приводит к уменьшению количества четырехвалентного марганца [1, 3, 8]. Наш эксперимент показывает, что при этом константа магнитной анизотропии возрастает. Однако исследование магнитной анизотропии кристалла с увеличенным количеством стронция ($x \approx 0.3$), т. е. с увеличенным приблизительно в три раза числом ионов Mn^{4+} , показало, что константа магнитной анизотропии этих кристаллов выше, а не ниже, чем константа кристаллов с $x \approx 0.1$. Увеличение температуры отжига увеличивает константу магнитной анизотропии и этих кристаллов.

Список литературы

- [1] Jonker G. H., van Santen J. H. // Physica. 1950. V. 16. N 3. P. 337—349.
- [2] Van Santen J. H., Jonker G. H. // Physica. 1950. V. 16. N 7. P. 599—600.
- [3] Перекалина Т. М., Сивоконь Т. А., Черкезян С. А., Ляпинский И. Э. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 87—90.
- [4] Zener C. // Phys. Rev. 1951. V. 82. N 3. P. 403—405.
- [5] Morrish A. H., Evans B. J., Eaton J. A., Leung L. K. // Canadian J. Phys. 1969. N 23. P. 2691—2696.
- [6] Searle C. W., Wang S. T. // Canadian J. Phys. 1969. N 23. P. 2703—2708.
- [7] Döring W. // Annalen der Physik. 1958. V. 7. N 1. P. 102—109.
- [8] Богущ А. К., Павлов В. И., Башкиров Л. А., Балыко Л. В. // Вестник Белорусского ун-та, сер. 2. 1982. № 1. С. 5—9.

Институт кристаллографии АН СССР

Поступило в Редакцию
2 января 1990 г.

В окончательной редакции
11 апреля 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 10, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 10, 1990

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

С. А. Никитов

Нелинейные процессы, сопровождающие распространение магнито-статических волн (МСВ) в ферромагнитных пленках, в последнее время интенсивно исследуются экспериментально и теоретически. Основной причиной таких исследований является тот факт, что уже при малых мощностях возбуждающих сигналов в спектре прошедшей через пленку волны наблюдаются значительные отклонения от линейных законов. Исследовались процессы образования солитонов МСВ [1-3], распадной и кинетической неустойчивости [4-6], хаотизации спектра [7]. При этом основное внимание уделялось поверхностным и прямым объемным МСВ. Обратные объемные МСВ (ООМСВ), распространяющиеся в касательно намагниченных ферромагнитных пленках вдоль направления магнитного поля, практически не исследовались ранее. В настоящей работе сообщается о расчете пороговой мощности наступления распадных трехмагнонных процессов ООМСВ. В [4] рассмотрены распадные процессы прямых объемных МСВ. Вследствие того, что трехмагнонные процессы там были запрещены законами сохранения, удалось обнаружить четырехмагнонные. Однако существуют ситуации (особенно при небольших внешних

магнитных полях), когда трехмагнотные процессы разрешены. В частности, подтверждением этому служит работа [8], в которой наблюдались нелинейные эффекты при распространении поверхностных МСВ. Там предложен механизм распада такой волны (с частотой вблизи начала спектра) на ООМСВ с последующим их слиянием. В принципе это может быть реализовано и для ООМСВ.

Рассмотрим неустойчивость ООМСВ с частотой ω и волновым вектором \mathbf{q} , лежащими в начале спектра этих волн, принадлежащую нулевой моде спектра, относительно трехмагнотных процессов вида

$$\omega(\mathbf{q}) = \omega(\mathbf{q}_1) + \omega(\mathbf{q}_2), \quad \mathbf{q} = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2. \quad (1)$$

Используем ранее разработанный формализм [9] для спиновых волн в безграничном пространстве, затем модифицированный на случай тонких ферромагнитных пленок в [5, 6]. Согласно ему, уравнение прецессии магнитного момента сводится к уравнениям Гамильтона для амплитуд $a_{\mathbf{q}}^+$ и $a_{\mathbf{q}}$, которые представляют собой классические аналоги операторов рождения и уничтожения магнонов ООМСВ в пленке

$$\partial a_{\mathbf{q}}^+ / \partial t = i (\delta W / \delta a_{\mathbf{q}}), \quad \partial a_{\mathbf{q}} / \partial t = -i (\delta W / \delta a_{\mathbf{q}}^+), \quad (2)$$

где гамильтониан системы W может быть записан в виде

$$W = - \int [\mathbf{M} \mathbf{H}_e + 1/2 \mathbf{M} \mathbf{H}^{(m)}] dV, \quad (3)$$

$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \delta \mathbf{M}$ — полная намагниченность в пленке; \mathbf{H}_e — внешнее магнитное поле; $\mathbf{H}^{(m)}$ — поле, создаваемое намагниченностью; интегрирование ведется по объему пленки. В записи (3) не учитываются обменная энергия и энергия анизотропии. После преобразований уравнение движения записывается в виде (при учете только процессов (1))

$$\partial a_{\mathbf{q}} / \partial t + \omega_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}} = -2i \int \int V_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2} a_{\mathbf{q}_1} a_{\mathbf{q}_2}^+ \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2) d\mathbf{q}_1 d\mathbf{q}_2. \quad (4)$$

$V_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2}$ — матричный элемент трехмагнотного взаимодействия. Для тонких пленок при $qd \ll 1$ (d — толщина пленки) и распада ООМСВ на две другие ООМСВ он может быть записан в виде

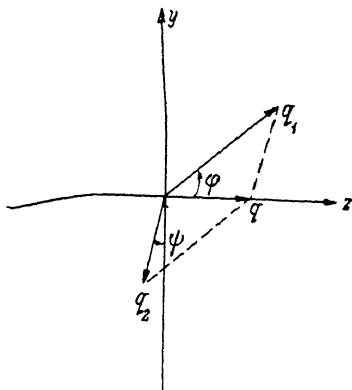
$$V_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2} = - \frac{i\omega_M}{(2\pi)} \left(\frac{g}{2M_0} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{\cos \psi}{\cos(\varphi - \psi)} + \frac{\sin \varphi}{\cos(\varphi - \psi)} \right] \left(\frac{12\omega_H^2}{\omega_H \omega_M F} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$\omega_0^2 = \omega_H^2 + \omega_M \omega_H$, $\omega_H = gH_e$, $\omega_M = g \cdot 4\pi M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, g — гиромагнитное отношение, $F = [\cos^3 \psi - \sin^3 \varphi - \cos^3(\varphi - \psi)] / \cos^3(\varphi - \psi)$.

Вновь рожденная в результате процесса (1) ООМСВ в наиболее общем случае распространяются под углами φ и ψ соответственно (см. рисунок). Аналогично [6] можно показать, что при наличии затухания МСВ, определяемого параметром $\gamma = g\Delta H$ (ΔH — ширина линии ферромагнитного резонанса), распадные процессы (1) начнутся при достижении пороговой амплитуды волны

$$|a|^2 > \gamma^2/4 |V_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2}|^2. \quad (6)$$

Пороговая мощность ООМСВ может быть рассчитана с использованием (5), (6). Так, для пленки железиттриевого граната с $4\pi M_0 = 1750$ Гс, толщиной $d \approx 1$ мкм, во внешнем поле $H_e = 0.5$ кЭ, $2\Delta H = 0.2$ Э значение пороговой мощности ООМСВ для наступления трехмагнотных распадных



процессов составляет 2—3 мкВт. Анализ выражения (5), а также выражений для спектров ООМСВ при $qd \ll 1$ для первых двух мод

$$\omega \approx \omega_0 - \omega_0 \frac{qd}{2} \left(1 - \frac{\omega_H^2}{\omega_0^2} \right), \quad \omega \approx \omega_0 - \frac{(qd)^3}{12} \frac{\omega_H \omega_0}{\omega_0} \quad (7)$$

показывает, что трехмагنونные распадные процессы запрещены ($V=0$), когда все волновые векторы направлены вдоль поля. Минимальный порог достигается при максимуме V . Анализируя зависимость выражения (5) от углов φ и ψ , можно показать, что максимум V , в частности, может быть достигнут в случае, когда одна из рожденных волн распространяется перпендикулярно полю, а другая под углом 45° к полю. Таким образом, в данной работе рассчитаны и оптимизированы пороги наступления трехмагنونных распадных процессов для ООМСВ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 2. С. 606—615.
- [2] Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 159—176.
- [3] De Gasperis P., Marcelli R., Micolli J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. № 8. P. 4136—4140.
- [4] Зильберман П. Е., Никитов С. А., Темирязов А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 3. С. 92—94.
- [5] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Никитов С. А., Темирязов А. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1794—1796.
- [6] Boardman A. D., Nikitov S. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 16. P. 11444—11451.
- [7] Дудко Г. М., Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 12. С. 736—740.
- [8] Темирязов А. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 313—319.
- [9] Захаров В. Е., Львов В. С., Старобинец С. С. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 10. С. 2922—2926.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
18 января 1990 г.
В окончательной редакции
16 апреля 1990 г.

УДК 538.945 : 539.166

© Физика твердого тела, том 32, № 10, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 10, 1990

ЦЕНТРЫ МЕДИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

С. И. Бондаревский, В. Ф. Мастеров, П. П. Серегин

Проблема определения электронной структуры и параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП) центров меди в полупроводниковой и сверхпроводящей модификациях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в настоящее время остается актуальной. Наиболее перспективными в этом отношении являются методы ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) [1, 2] и эффекта Мессбауэра на примесных атомах ^{57}Fe [3] и ^{119}Sn [4]. Однако указанные методы позволяют определить лишь значение постоянной квадрупольного взаимодействия e^2qQ для конкретных атомных центров в положении меди, но не позволяют извлечь информацию о величине $eq_{\text{кр}}$ в узле меди (здесь eQ — квадрупольный момент исследуемого ядра; eq — главная компонента тензора ГЭП на исследуемом ядре; $eq_{\text{кр}}$ — главная компонента тензора ГЭП, создаваемого ионами решетки в положении меди). Вследствие этого