

модель описывает основные опытные данные столь же успешно, как и стандартная, но в отличие от последней содержит два Z -бозона с массами одного порядка, вносящие сравнимые вклады в рассматривавшиеся процессы.

Автор благодарен Ю. Н. Колмакову за полезные советы, а также искренне признателен А. А. Славнову и Д. А. Славнову за обсуждение работы и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Salam A. In: Elementary particle theory / Ed. by N. Svartholm. Stockholm, 1969, p. 367; Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 1264. [2] Kim J. E., Langacker P. et al. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, N 2, p. 211. [3] Fritzsche H. In: High Energy Physics 1978 / Ed. by S. Homma, M. Kawaguchi, H. Miyazawa. Tokyo, 1979, p. 593. [4] Lee B. W., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, N 22, p. 1237. Lee B. W., Shrock R. E. Phys. Rev., 1978, D17, N 9, p. 2410. [5] Langacker P., Segre G., Golshani M. Phys. Rev., 1978, D17, N 5, p. 1402.

Поступила в редакцию
31.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 537.611.44

ВЛИЯНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА СПЕКТР МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНКИ

С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра радиофизики СВЧ)

В последнее время возросло внимание к изучению магнитостатических (МС) волн и колебаний в тонких пластинках и пленках ферритов, что связано с их использованием в СВЧ интегральных схемах в качестве элементов различного функционального назначения. Возможность использования в таких устройствах образцов с доменной структурой (ДС) представляет принципиальный интерес как в целях уменьшения подмагничивающих полей, так и с точки зрения практического использования новых особенностей МС спектра, возникающих в присутствии ДС. В отличие от случая массивного образца спектр тонких образцов еще мало изучен. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован спектр длинноволновых МС колебаний в пластинке с двухфазной ДС.

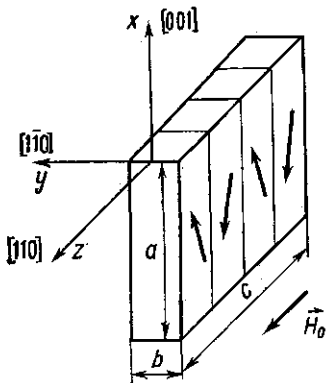


Рис. 1. Система координат и схема доменной структуры

Рассмотрим тонкую прямоугольную пластинку ($a, c \gg b$) кубического феррита с отрицательной первой константой анизотропии ($K_1 < 0$), вырезанную в плоскости $(1\bar{1}0)$ и намагничиваемую вдоль оси $[110]$ (рис. 1). Как известно, в этом случае в определенном интервале полей существует двухфазная пластинчатая ДС [1] с границами доменов, перпендикулярными к H_0 [2]. Для исследования длинноволновых колебаний с пространственным периодом λ , намного превосходящим период ДС $d (\lambda \gg d)$, можно, следуя [3], ввести усредненный по ДС тензор магнит-

ной восприимчивости

$$\widehat{\chi}(\omega, H_0) = \begin{pmatrix} \chi_x & -i\nu & 0 \\ i\nu & \chi_y & 0 \\ 0 & 0 & \chi_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

(ω — частота, H_0 — приложенное постоянное магнитное поле), который в линейном гармоническом приближении определяет связь между переменным полем \mathbf{h} и намагниченностью \mathbf{m} внутри образца:

$$4\pi\mathbf{m} = \widehat{\chi}\mathbf{h}. \quad (2)$$

Уравнения для МС потенциала $\psi(\mathbf{h} = \nabla\psi)$ с учетом (2) принимают вид: $\nabla^2\psi^e = 0$ вне образца; $(\nabla^2 + \nabla\widehat{\chi}\nabla)\psi^i = 0$ внутри образца.

Если период ДС намного меньше толщины пластинки ($b \gg d$), можно использовать усредненные по ДС граничные условия на поверхностях $y = \pm b/2$, не учитывающие околоповерхностных полей рассеяния:

$$\psi^i = \psi^e;$$

$$\left(i\nu \frac{\partial}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi^i = \frac{\partial}{\partial y} \psi^e,$$

где $\mu_j = 1 + \chi_j$, $j = x, y, z$. В таком приближении задача о плоских МС волнах формально аналогична задаче для однородно намагниченной пластинки, рассмотренной Дамоном и Эшбахом [4]. Для бесконечной пластинки получаем уравнения, определяющие дисперсионные соотношения для плоских МС волн при наличии ДС:

а) объемные волны ($-k_y^2 = \Delta < 0$):

$$\{k_x^2(1 + \mu_x\mu_y - \nu^2) + k_z^2(1 + \mu_y\mu_z)\} \sin(k_y b) + 2\mu_y k_y \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \cos(k_y b) = 0; \quad (3)$$

б) поверхностные волны ($k_y^2 = \Delta > 0$):

$$\{k_x^2(1 + \mu_x\mu_y - \nu^2) + k_z^2(1 + \mu_y\mu_z)\} \operatorname{sh}(k_y b) + 2\mu_y k_y \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \operatorname{ch}(k_y b) = 0, \quad (4)$$

где $\Delta = (\mu_x k_x^2 + \mu_z k_z^2) / \mu_y$, \mathbf{k} — волновой вектор. В области насыщения $\chi_z = 0$ и уравнения (3), (4) переходят в уравнения, полученные в [4]. Соотношения (3), (4) можно использовать для тонкой пластинки конечных размеров ($a \gg b$, $c \gg b$), приближенно учитывая ее размеры наложением граничных условий на компоненты k_x и k_z в виде [5]:

$$k_x = \pi n_x / a; \quad k_z = \pi n_z / c; \quad n_x, n_z = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Совместное решение уравнений (3) — (5) определяет дискретный спектр МС колебаний в пластинке $\omega = \omega_{n_x, n_z}(H_0)$.

При возбуждении однородным СВЧ-полем действуют следующие правила отбора [5]:

- 1) колебания с четными индексами n_x и n_z не возбуждаются;
- 2) из бесконечного числа корней системы уравнений (3) — (5), существующих для каждой фиксированной пары индексов n_x, n_z , наиболее интенсивному МС колебанию соответствует решение с минимальным значением k_y .

На рис. 2 показаны в нормированных единицах результаты расчета резонансных частот МС колебаний (с учетом указанных правил отбо-

ра) как для насыщающих полей ($H_0' > H_s'$), так и для области существования двухфазной пластинчатой ДС ($H_{<III>} < H_0' < H_s'$). Расчет выполнен для значений индексов $n_x, n_z \leq 15$ и следующих параметров пластинки ИЖГ: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $K_1/M_0 = -43$ Э, $\gamma = 2,8$ МГц/Э, $a = 2,0$ мм, $b = 0,12$ мм, $c = 2,2$ мм. Существенной особенностью спектра в присутствии ДС является появление «продольных» МС волн и колебаний, об-

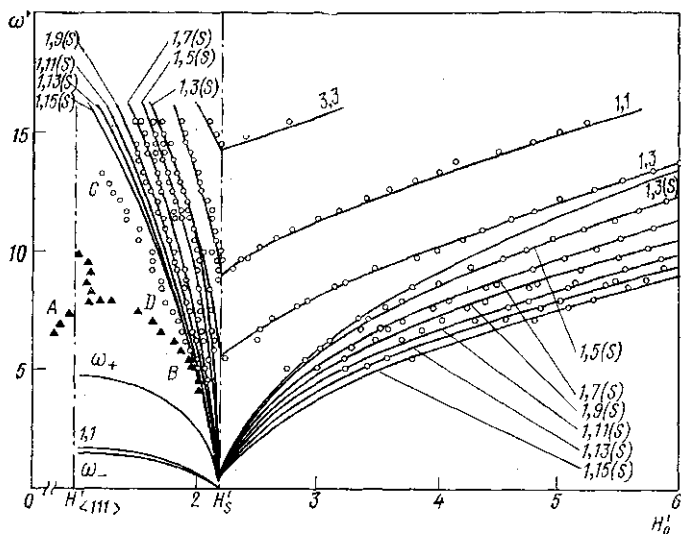


Рис. 2. Зависимости резонансных частот ω' от постоянного магнитного поля H_0 в нормированных единицах ($\omega' = \omega / |\sqrt{K_1/M_0}|$, $H_0' = H_0 / |K_1/M_0|$). Теория — сплошные кривые. Эксперимент: \circ — при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$; \blacktriangle — $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$. Штрих-пунктир — граница области существования двухфазной пластинчатой ДС [6]. Объемные моды в отличие от поверхностных обозначены буквой S

условленных резонансной компонентой χ_z . Их частоты лежат в интервале $\omega_- < \omega' < \omega_+$. Резонансные ветви «поперечных» колебаний, являющихся аналогами волн Дамона—Эшбаха в области насыщения, расположены в области $\omega' > \omega_+$.

Экспериментальное исследование спектров МС колебаний в пластинке ИЖГ было проведено резонаторным методом при комнатной температуре в диапазоне частот 0,4—1,85 ГГц с разверткой спектра по полю. Полученные результаты представлены на рис. 2. Поле насыщения H_s' , определенное по месту резкого излома в ходе резонансных ветвей, соответствует касательному размагничивающему фактору $N_t = 0,0295$. Это значение и было использовано при расчете спектра. Как видно из рис. 2, получено полное соответствие теории и эксперимента в полях $H_0' > H_s'$. В области существования регулярной пластинчатой ДС также имеется хорошее качественное соответствие между экспериментальными данными при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$ и результатами теоретического расчета.

Во всем исследованном диапазоне частот остается пока неясным происхождение относительно интенсивной резонансной ветви AB, полученной при продольном возбуждении ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$), и ветви CD — при поперечном возбуждении ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$). Возможно, что для объяснения ветви AB необходимо более полно учитывать энергию полей рассеяния на поверхности образца, принимая во внимание конечность ширины домена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Artman J. O. Phys. Rev., 1957, 105, N 1, p. 62. [2] Мыкитюк В. И., Соломко А. А. ФТТ, 1971, 13, № 6, с. 1545. [3] Киров С. А. и др. ФТТ, 1974, 16, № 10, с. 3051. [4] Damon R. W., Eshbach J. R. J. Chem. Solids, 1961, 19, p. 308. [5] Storey B. E. et al. J. Phys. C.: Solid State Phys., 1977, 10, p. 875. [6] Киров С. А., Лебедева Е. В. ФТТ, 1978, 20, № 4, с. 1042.

Поступила в редакцию
31.05.82