

Н. И. Ю р а с о в

ЗЕРКАЛЬНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ КРОССОВЕР В НАМАГНИЧЕННОМ ПРОВОДНИКЕ

Предсказан новый тип спин-волнового резонанса в намагниченном металле и полупроводнике, соответствующий зеркальному пересечению вещественных частей комплексных волновых векторов, — зеркальный спектральный кроссовер. В геометрии Фарадея получены условия его существования. На примере популярной модели намагниченного проводника показана возможность реализации условий существования зеркального спектрального кроссовера в микроволновой области и указано направление расширения модели для более полного учета свойств металлов в магнитном поле.

Спин-волновой резонанс — геометрический резонанс спиновых волн или волн намагниченности M_l , $l = x, y, z$, широко применяется для изучения тонких ферромагнитных пленок [1] с толщиной L , определяемой равенствами

$$kL = \frac{\pi N}{2}, \quad N = 1, 2, \dots, N_{\max}, \quad \alpha k^2 \approx 1, \quad (1)$$

где k — волновое число; $N_{\max} = 1 \dots 100$; α — постоянная неоднородного обменного взаимодействия в уравнении Ландау–Лифшица [2–5]. Для ферромагнетиков постоянная α имеет порядок 10^{-12} см^2 [1]. Поэтому получаем $L \approx 10^{-6} \dots 10^{-5} \text{ см}$. При спин-волновом резонансе энергия спиновых волн сконцентрирована в области коротких длин волн. Однако, кроме коротковолновой ветви, существует длинноволновая ветвь [1]. Как только для волнового числа этой ветви k будет выполнено условие, близкое к условию (1):

$$kL \geq \pi, \quad (2)$$

энергия спиновых волн будет перераспределяться между указанными ветвями колебаний и короткие волны будут постепенно исчезать.

Поэтому важно выяснить, существует ли аналог спин-волнового резонанса для длинных спиновых волн, и если он существует, то каковы условия его наблюдения. Аналогичные вопросы можно поставить также для случая немагнитного металла и полупроводника, помещенного в достаточно сильное магнитное поле. Рассмотрению этих вопросов посвящена настоящая работа. Эффекты, связанные с квантованием движения электронов в магнитном поле, не учитывались.

В прозрачной среде стоячую волну намагниченности образуют плоские волны с волновыми векторами, вещественные части которых связаны условием [3]

$$k'_{1l} = -k'_{2l}, \quad (3)$$

при этом в формулах (1), (2) полагаем $k \equiv k'$. Условие, противоположное условию (3), в теории спиновых волн известно как кроссовер [3, 4]. Оно определяет пересечение ветвей спиновых волн [3], т.е. пересечение в спектре. Поэтому назовем равенство $k'_{1l} = k'_{2l}$ условием спектрального кроссовера, а равенство (3) — условием зеркального спектрального кроссовера.

Для сохранения когерентности волн в поглощающей среде необходимо наложить дополнительное условие на мнимые части волновых векторов [5]:

$$k''_{1l} = k''_{2l}. \quad (4)$$

Условие (4) должно выполняться как для спектральных кроссоверов, так и для зеркальных спектральных кроссоверов.

При распространении спиновых волн в металле наибольший интерес представляют два случая ориентации волнового вектора относительно направления намагничивания — статической составляющей намагниченности M_{0l} : $k_l M_{0l} = 0$ (геометрия Фохта) и $k_l M_{0l} = \pm k M_0$ (геометрия Фарадея). Анализ для геометрии Фарадея наиболее компактный, и поэтому другая геометрия не рассматривалась. Дисперсионное уравнение для волн с круговой поляризацией представим в виде

$$k_{\pm}^2 = 2i\delta^{-2}\Omega\Sigma_{\pm}\mu_{\pm}, \quad (5)$$

где $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$, c — скорость света в вакууме, σ — статическая проводимость в размагниченном состоянии, ω — циклическая частота; $\Omega = \omega/4\pi\gamma M_s$ — безразмерный параметр, используемый в работах [3, 4], γ — резонансное магнитомеханическое отношение, M_s — намагниченность насыщения; $\Sigma_{\pm} = \sigma_{\pm}/\sigma$; σ_{\pm} и μ_{\pm} — высокочастотные компоненты тензоров проводимости и магнитной проницаемости соответственно, имеющие представление $v_{\pm} = v_{xx} \mp iv_{xy}$; x, y — декартовы координаты в плоскости, перпендикулярной направлению намагничивания. Полагаем, что $\alpha = 0$; пространственная дисперсия магнитной проницаемости не учитывалась. Также предполагалось, что отсутствует пространственная дисперсия проводимости. С использованием равенств (3)–(5) после преобразований получим общие условия существования зеркального спектрального кроссовера:

$$\sigma'_+\mu''_+ + \sigma''_+\mu'_+ = \sigma'_-\mu''_- + \sigma''_-\mu'_-, \quad (6)$$

$$\sigma'_+\mu'_+ - \sigma''_+\mu''_+ = \sigma''_-\mu''_- - \sigma'_-\mu'_-. \quad (7)$$

Равенства (6), (7) получены для ферромагнитных и неферромагнитных металлов и полупроводников, которые не имеют магнитострикции. В случае неферромагнитного металла или полупроводника должна быть произведена замена $\Omega = \omega/4\pi\gamma\chi H$, где χ — парамагнитная

восприимчивость, H — напряженность постоянного магнитного поля, приложенного к магнетик.

Для анализа следствий из формул (6), (7) необходимо выбрать уравнение движения намагниченности. Было выбрано линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица, которое является основным в макроскопической теории спиновых волн [1–5]. Формула для компонент высокочастотной проницаемости различается для ферромагнитных и неферромагнитных металлов и полупроводников и в общем случае имеет вид

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega + \frac{\alpha k^2}{4\pi}}, \quad (8)$$

где $\eta = H/4\pi M_s$ для ферромагнетиков и $\eta = 1/4\pi\chi$ для парамагнетиков; s — безразмерный параметр магнитной релаксации, $s = \lambda_{LL}/\gamma M_s$, λ_{LL} — параметр релаксации Ландау–Лифшица для ферромагнетиков. Часто рассматривается модель магнетика с изотропной статической проводимостью [1–5], не зависящей от постоянного магнитного поля. Применение условий (6), (7) в этой модели приводит с учетом формулы (8) к равенствам

$$\Omega = (\eta(\eta - 1))^{1/2}, \quad \Omega = 0,$$

из которых следует, что $\eta = 1$ ($\eta \neq 0$). В этой модели зеркальный спектральный кроссовер может реализовываться только приближенно, если $0 < \Omega \ll 1$ и $0 < \eta - 1 \ll 1$. Для ферромагнитных металлов имеем $\gamma 4\pi M_s \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ [5] и $\omega/2\pi \approx 10^9 \dots 10^{10}$ Гц, т.е. наблюдение зеркального спектрального кроссовера возможно в микроволновой области. С целью более полной реализации зеркального спектрального кроссовера необходимо рассмотреть модель с проводимостью, зависящей от постоянного магнитного поля и частоты. Эта задача — предмет отдельного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. — М.: Наука, 1994. — 464 с.
2. Каганов М. И., Янкелевич Р. П. Особенности распространения электромагнитных волн в гиро-анизотропных средах // Физика твердого тела. — 1968. — Т. 10. — № 9. — С. 2771–2777.
3. Patton C. E. Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals // Czech. J. Phys. — 1976. — V. B26. — P. 925–935.
4. Fraytova D. On the analytical FMR theory in the normal configuration // Phys. Stat. Sol. (b). — 1995. — V. 187. — P. 217–224.
5. Юрасов Н. И. Квазирезонансное возбуждение эквизатухающих интерферирующих мод и прозрачность ферромагнитного металла при нормальном и аномальном скин-эффектах: Дисс... канд. физ.-мат. наук. — М., 1985. — 125 с.

Статья поступила в редакцию 21.09.2004