Письма в ЖТФ, том 19, вып. 11 12 июня 1993 г.
06

© 1993

ТУННЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В УСЛОВИЯХ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Д.И. Семенцов, В.В. Ефимов,
С.А. Афанасьев

В [1, 2] установлена возможность наблюдения интерференции двух когерентных волн, падающих на металлическую пластинку с противоположных сторон, названной туннельной в силу наличия мнимой компоненты у волновых векторов волн, проникающих в пластинку. При этом вне пластинки имеет место интерференция однонаправленных волн – прошедшей и отраженной, тогда как внутри интерферируют встречные волны. Управление энергетическими параметрами интерференционного потока, проходящего через поглощающий слой, представляется перспективным с точки зрения практического использования данного явления. В настоящей работе показана возможность эффективного управления интерференционным потоком в намагниченной поглощающей пластинке с помощью внешнего магнитного поля, меняющегося вблизи значения поля ферромагнитного резонанса, соответствующего данной частоте, и приводящего к значительному изменению высокочастотной магнитной проницаемости образца.

На рис. 1 представлена схема падающих на пластинку и проходящих через нее волн, ориентация намагниченности $\vec{M}$ и подмагничивающего поля $\vec{H}_0$. Падающая справа на поверхность пластинки $y = d$ линейнополяризованная волна имеет компоненту электрического поля $E_{za}^{пад} = A \exp[-i(\omega t - k_0 y)]$, а падающая слева на поверхность $y = 0$ волна имеет компоненту поля $E_{zb}^{пад} = B \exp[-i(\omega t + k_0 y)]$. Здесь $k_0 = \omega/c$, а комплексные амплитуды $A = |A| \exp(i\varphi_a)$, $B = |B| \exp(i\varphi_B)$, где φ_a и φ_B – начальные фазы падающих волн на поверхностях пластинки. Решение граничной задачи для слоя со скалярными диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ, тензорной магнитной проницаемостью $\hat{\mu}$, находящегося в вакууме, приводит к следующему выражению для усредненного по периоду волнового потока в области $y > d$:

$$S = \frac{c}{8\pi} Re\left[\left(E_{za}^{пад} + E_{za}^{отр} + E_{zb}^{пр}\right)\left(H_{xa}^{*пад} + H_{xa}^{*отр} + H_{xb}^{*пр}\right)\right] = \quad (1)$$

$$= S_a^{пад} + S_a^{отр} + S_b^{пр} + S_{ab}^{инт},$$

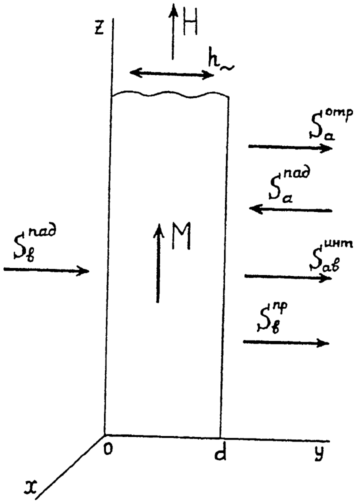

Рис. 1.

$$S_a^{пад} = \frac{c}{8\pi}|A|^2, \qquad S_a^{отр} = \frac{c}{8\pi} R_a |A|^2, \qquad S_b^{пр} = \frac{c}{8\pi} T_b |B|^2.$$

Интерференционный поток в указанной области определяется интерференционным взаимодействием двух однонаправленных волн – прошедшей и отраженной:

$$S_{ab}^{инт} = \frac{c}{8\pi} Re\left(E_{za}^{отр} H_{xb}^{*пр} + E_{zb}^{пр} H_{xa}^{*отр}\right) = \frac{c}{8\pi}|A||B| J_{ab} \cos\Delta_{ab}. \tag{2}$$

Здесь $J_{ab} = 2\sqrt{R_a T_b}$ – коэффициент интерференционной прозрачности, $\Delta_{ab} = \varphi_a - \varphi_b - \alpha$, α – суммарный набег фаз, получаемый b–волной при прохождении слоя и a–волной при отражении от слоя, энергетические коэффициенты отражения и прохождения $R_a = |r_a|^2$ и $T_b = |t_b|^2$; соответствующие амплитудные коэффициенты определяются выражениями

$$r_a = \frac{(\alpha^2-1)\sin kd \exp(2ik_0 d)}{(\alpha^2+1)\sin kd + 2i\alpha\cos kd}, \tag{3}$$

$$t_b = \frac{2\alpha i \exp(ik_0 d)}{(\alpha^2+1)\sin kd + 2i\alpha \cos kd},$$

$$\alpha = ikc\left(4\pi\sigma - i\omega\varepsilon\right)^{-1}, \quad k^2 = \frac{k_0\mu_\perp}{c}\left(4\pi\sigma - i\omega\varepsilon\right).$$

Из (2) видно, что в отличие от потоков прошедшей $S_b^{пр}$ и отраженной $S_a^{отр}$ волн, величина и направление интерференционного потока $S_{ab}^{инт}$ существенно зависит от результирующей фазы Δ_{ab}. Суммарный проходящий поток $S^\Sigma = S_a^{отр} + S_b^{пр} + S_{ab}^{инт}$ при соответствующих значениях Δ_{ab} достигает минимального и максимального значений:

$$S^\Sigma = \frac{c}{8\pi}\left(\sqrt{R_a}\,|A| \pm \sqrt{T_b}\,|B|\right)^2. \qquad (4)$$

Из (4) следует, что S^Σ может намного превышать поток $S_a^{отр} + S_b^{пр}$, в чем и заключается практическая значимость рассматриваемого эффекта.

Выражение для $\mu_\perp = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu}$, где μ и μ_a – диагональная и недиагональная компоненты тензора $\hat{\mu}$, определяется на основе решения уравнения Ландау–Лифшица [3] и имеет вид

$$\mu_\perp = \frac{(\omega_H + \omega_M)^2 - (\omega - i\omega_r)^2}{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - (\omega - i\omega_r)^2}, \qquad (5)$$

где в отсутствие магнитной анизотропии и с учетом выбранной ориентации подмагничивающего поля относительно поверхности пленки

$$\omega_H = \gamma H, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M, \quad \omega_r = \xi\omega_H.$$

Здесь гиромагнитное отношение $\gamma = 1.76\cdot 10^7$ (э·с)$^{-1}$, ξ – параметр релаксации. Из (1–4) следует, что вблизи резонансного поля

$$H_p \simeq \sqrt{4\pi^2 M_0^2 + (\omega/\gamma)^2} - 2\pi M_0 \qquad (6)$$

должны иметь место особенности в полевой зависимости коэффициентов прохождения, отражения и интерференционной прозрачно–

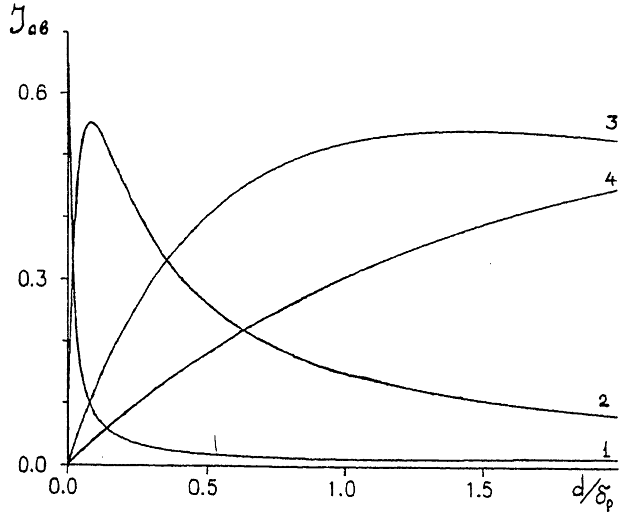

Рис. 2. Зависимость коэффициента J_{ab} от толщины слоя при различных значениях подмагничивающего поля.

сти. Для расчета выбраны параметры монокристаллической феррошпинели $MnFe_2O_4$: $\varepsilon = 10$, $\sigma = 1.4$ (Ом·м); $4\pi M_0 = 4.4 \times 10^3$ гс, резонансное поле $H_p = 72$ э и ширина линии ФМР $\Delta H = \xi H_p = 4$ э на рабочей частоте $\omega = 10^{10}$ с$^{-1}$ [4, 5]. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента интерференционной прозрачности J_{ob} от приведенной толщины d/δ_p, полученные для резонансного и достаточно удаленного от резонансного полей (кривые 1–4 соответствуют Н = 72, 90, 400 и 1300 э). Видно, что характер указанной зависимости существенно зависит от значения подмагничивающего поля. При расчете резонансная глубина скин-слоя вычислялась по формуле $\delta_p = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu''_{\perp p}}$, где мнимая часть магнитной проницаемости

$$\mu''_{\perp} = \frac{2\omega\omega_r\omega_M(\omega_H + \omega_M)}{\left[\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2\right]^2 + 4\omega^2\omega_r^2} \tag{7}$$

определена при Н = H_p. Для выбранных параметров $\delta_p \simeq 1.5 \times 10^{-2}$ см. На рис. 3 представлены полевые зависимости коэффициента J_{ab}, полученные для различных толщин пластинки d. При $d \ll \delta_p$ вблизи поля H_p наблюдается резонансный характер зависимости $J_{ab}(H)$. С ростом толщины пластинки в области резонансного поля обнаруживается минимум интерференционного коэффициента, а его максимум сдвигается в область больших полей.

Наряду с J_{ab}, суммарный набег фаз прошедшей и отраженной волн α также является функцией подмагничивающего поля и вблизи резонанса меняется в достаточно широких пределах. Поэтому

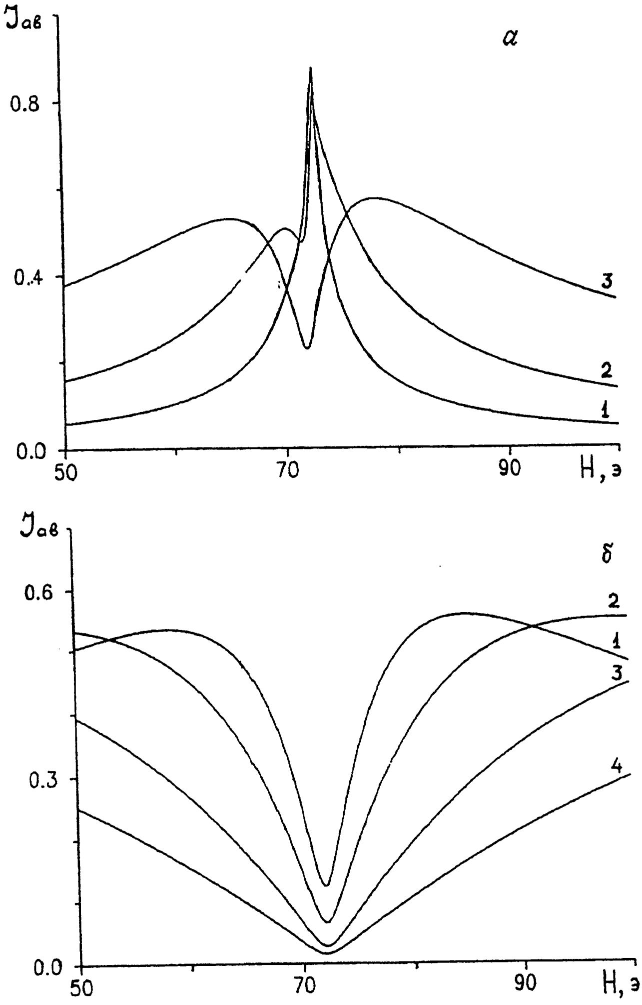

Рис. 3. Полевые зависимости коэффициента J_{ab}, кривые 1 – 3: d = 0.5, 1.5, 5 мкм (а); кривые 1 – 4: d = 10, 20, 50, 100 мкм (б).

суммарный поток S^{Σ}, в соответствии с (4), можно также менять подмагничивающим полем в достаточно широких пределах. Используя указанную зависимость, можно осуществить эффективную амплитудную модуляцию потока.

В заключение отметим, что выбор металлических пленок в качестве объекта наблюдения туннельной интерференции на СВЧ частотах [2], на наш взгляд, нецелесообразен, так как на этих частотах и коэффициенты T и J ничтожно малы. Расчеты показывают, что для пленки с проводимостью $\sigma \simeq 5 \cdot 10^{16}$ c^{-1} даже при $d = 50$ Å коэффициенты $T \simeq 4 \cdot 10^{-5}$, а $J \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ (хотя в [2] приведено значение коэффициента прохождения T = 0.27). В этой связи для наблюдения указанного явления должны выбираться материалы с $4\pi\sigma \gtrsim \omega\varepsilon$ (ферриты, полупроводники). Если же $4\pi\sigma \gg \omega\varepsilon$, то выполняется известное соотношение $R = 1 - \sqrt{2\mu\omega/\pi\sigma}$, т. е. почти вся падающая на пленку энергия отражается, что и приводит к малому интерференционному эффекту.

Список литературы

[1] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 21. С. 34-37.

[2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 20-24.

[3] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. С. 37-44.

[4] Крупичка С. Физика ферритов. Т. 2. М.: Мир, 1976. С. 414-462.

[5] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1975. С. 232.

Филиал московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ульяновск

Поступило в Редакцию 24 октября 1992 г.
В окончательной редакции 6 мая 1993 г.