

05:09

Туннельная интерференция встречных волн в области отрицательной магнитной проницаемости

© С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов

Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 4 апреля 1996 г. В окончательной редакции 5 августа 1996 г.)

Рассмотрена интерференция двух когерентных волн сверхвысокочастотного диапазона, нормально падающих на противоположные стороны поперечно намагниченного слоя феррита с пренебрежимо малыми потерями в области отрицательных значений эффективной магнитной проницаемости. Показано, что вследствие эффекта туннельной интерференции внутри слоя формируется не зависящий от координаты поток энергии. Подбирая соответствующие значения внешнего магнитного поля, фаз и амплитуд падающих волн, можно реализовать просветление ферритового слоя.

В [1] экспериментально установлена возможность наблюдения интерференции встречных волн сверхвысокочастотного диапазона в тонких металлических пленках. Характерной особенностью интерференции данного типа, названной авторами [1] "туннельной", является наличие внутри поглощающего слоя интерференционного потока энергии встречных волн, величина которого пропорциональна мнимой части волнового числа. В отличие от потоков энергии однонаправленных волн, экспоненциально спадающих вдоль направления их распространения в поглощающей среде, туннельный поток является незатухающим. При нормальном падении встречных волн на пластинку идеального диэлектрика интерференционный поток внутри нее образуется только однонаправленными волнами [2], возникающими при отражениях от границ раздела сред. Однако туннельная интерференция возможна и в непоглощающих средах в случае чисто мнимого волнового числа. Так, при полном внутреннем отражении волны от достаточно тонкого (толщиной порядка длины волны) прозрачного слоя ее энергия частично проникает сквозь слой вследствие образования не зависящего от координаты внутри слоя туннельного потока [3]. Интерференционным потоком энергии, возникающим в таком слое в конфигурации встречных волн [4], можно управлять, изменяя разность фаз падающих на слой волн. Особый интерес представляет туннельная интерференция в магнитоупорядоченных средах, поскольку в этом случае появляется возможность управления потоками энергии с помощью внешнего магнитного поля в области ферромагнитного резонанса [5].

В настоящей работе показана возможность наблюдения туннельной интерференции при нормальном прохождении встречных волн сверхвысокочастотного диапазона через плоскопараллельный слой магнетика в области, где потери практически отсутствуют и эффективная магнитная проницаемость принимает отрицательные значения. В указанной области имеет место полное отражение волны, падающей на поверхность полубесконечной ферромагнитной среды [6].

Пусть плоский слой магнитоупорядоченной среды, ограниченный плоскостями $y = 0$ и $y = d$, намагничен

до насыщения в своей плоскости постоянным внешним магнитным полем H , приложенным вдоль оси z . На слой из вакуума падают встречные плоские когерентные волны, распространяющиеся вдоль и против оси y . Пусть A и B — действительные амплитуды волн, φ_A и φ_B — их начальные фазы. Волны линейно поляризованы так, что электрический вектор в них ориентирован параллельно полю H . При выбранных ориентации подмагничивающего поля и поляризации падающих волн в магнетике будет распространяться волна с комплексной постоянной распространения $k = k_0(\varepsilon\mu_{\perp})^{1/2} = k' - ik''$, где $k_0 = \omega/c$, ω — циклическая частота, c — скорость света в вакууме, ε — диэлектрическая проницаемость, а эффективная магнитная проницаемость $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu$, μ и $\pm i\mu_a$ — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости магнитогиротропной среды [7]. Электрическое и магнитное поля внутри слоя можно представить в виде суперпозиции двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях,

$$\begin{aligned} e_z &= \alpha \left[F_+ \exp(-iky) + F_- \exp(iky) \right] \exp(i\omega t), \\ h_x &= \left[F_+ \exp(-iky) - F_- \exp(iky) \right] \exp(i\omega t), \\ h_y &= i \frac{\mu}{\mu_a} h_x, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha = (\mu_{\perp}/\varepsilon)^{1/2} = \alpha' - i\alpha''$ — комплексный волновой импеданс.

Решение граничной задачи приводит к выражениям для комплексных амплитуд встречных волн

$$\begin{aligned} F_{\pm} &= G^{-1} \left\{ (1 \pm \alpha) A \exp[i(\varphi_A \pm kd)] \right. \\ &\quad \left. + (1 \mp \alpha) B \exp[i(\varphi_B + k_0 d)] \right\}, \end{aligned}$$

$$G = \frac{1}{2} \left[(1 + \alpha)^2 \exp(ikd) - (1 - \alpha)^2 \exp(-ikd) \right]. \quad (2)$$

Для y -компоненты, усредненной по периоду плотности потока энергии $\mathbf{S} = (c/8\pi)\text{Re}[\mathbf{e}, \mathbf{h}]$, переносимой волна-

ми внутри слоя, имеем

$$S_y = (c/8\pi) \left\{ \alpha' [|F_+|^2 \exp(-2k''y) - |F_-|^2 \exp(2k''y)] + 2\alpha'' \text{Im} [F_+^* F_- \exp(2ik'y)] \right\}. \quad (3)$$

Полевая зависимость эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp} = \mu_{\perp}(H)$ имеет резонансный характер, причем в интервале полей, меньших резонансного поля H_r , но больших поля антирезонанса H_{ar} , где $H_r = [4\pi^2 M^2 + (\omega/\gamma)^2]^{1/2} - 2\pi M$, $H_{ar} = \omega/\gamma - 4\pi M$, действительная часть эффективной магнитной проницаемости μ'_{\perp} является отрицательной. В приведенных соотношениях M — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение. Если электрические и магнитные потери отсутствуют, то в указанной области полей величины k и α будут чисто мнимыми

$$k = -ik'' = -ik_0(\varepsilon|\mu_{\perp}|)^{1/2}, \\ \alpha = -i\alpha'' = -i(|\mu_{\perp}|/\varepsilon)^{1/2}. \quad (4)$$

Отсутствие действительной части у постоянной распространения означает, что в среде не могут распространяться бегущие электромагнитные волны. Выражения (1) описывают в этом случае систему экспоненциально спадающих вдоль и против направления оси y полей. Выражение (3) для потока энергии принимает вид

$$S_y = (c/4\pi)\alpha'' \text{Im} (F_+^* F_-), \quad (5)$$

откуда следует, что перенос энергии через слой магнетика без потерь в области $\mu'_{\perp} < 0$ осуществляется за счет суперпозиции полей, затухающих вдоль противоположных направлений внутри слоя, в результате которой образуется незатухающий поток энергии. Подставляя (2) в (5), получаем, что полный поток энергии в рассматриваемом случае включает в себя три составляющие:

$$S_y = S_y^{(a)} + S_y^{(b)} + S_y^{(ab)} \\ = (c/8\pi)(TA^2 - TB^2 - IAB \sin \delta), \quad (6)$$

где $T = 4(\alpha'')^2/|G|^2$, $I = 2[T(1-T)]^{1/2}$, а величина $\delta = \varphi_A - \varphi_B - k_0 d$ имеет смысл разности фаз падающих волн на границах раздела сред.

Вне слоя ввиду непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах раздела величины полного потока и отдельных его компонент сохраняются. Так, в области $y > d$ $S_y^{(a)}$ является потоком прошедшей через слой волны с амплитудой A , а поток $S_y^{(b)}$ — суммой потоков падающей и отраженной волн с амплитудой B с учетом их знаков. Отсюда следует, что величина T имеет смысл энергетического коэффициента пропускания слоя. Из-за отсутствия потерь $T = 1 - R$, где R — коэффициент отражения. Интерференционный поток $S_y^{(ab)}$ одинаков во всех трех областях рассматриваемой системы. Его величина и направление определяются значениями разности

начальных фаз падающих на слой волн $\varphi_A - \varphi_B$, их амплитуд A и B , а также величиной интерференционного коэффициента $I = 2(RT)^{1/2}$. Изменяя эти величины, можно регулировать прозрачность слоя и изменять направление переноса энергии через него.

Для проведения численного анализа выберем слой с параметрами монокристаллического иттриевого феррит-граната [6]: $\varepsilon = 14.7$, $4\pi M = 1.75 \cdot 10^3$ Gs на частоте $f = \omega/2\pi = 10^{10}$ Hz. В этом случае $H_{ar} = 1820$ Oe, $H_r = 2800$ Oe. Для выбранного материала можно пренебречь электрическими потерями (тангенс диэлектрических потерь не превышает 0.007). Ширина линии ферромагнитного резонанса ΔH не превышает 1 Oe, поэтому в области полей $H_{ar} < H < H_r - \Delta H$ малы и магнитные потери. Так, для поля $H = 2750$ Oe имеем тангенс магнитных потерь $\text{tg} \delta_{\mu} = 0.02$, $k' = 1.2$, $k'' = 57.5$, $\alpha' = 0.05$, $\alpha'' = -1.87$. Таким образом, даже для полей, достаточно близких к H_r , выполняются условия $k'' \gg k'$, $|\alpha''| \gg \alpha'$, являющиеся критерием того, что при интерференции встречных волн в слое будут преобладать эффекты туннельной интерференции.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов T (кривые 1, 1') и I (кривые 2, 2') от толщины слоя d для двух значений поля из области $\mu'_{\perp} < 0$: $H = 2300$ (1, 2) и 2700 Oe (1', 2'). Начиная с некоторого значения d величина интерференционного коэффициента I превосходит величину коэффициента пропускания T , при этом зависимость $I(d)$ имеет четко выраженный максимум. Таким образом, для каждого значения поля имеется область толщин слоя вблизи максимума величины I , в которой интерференционный поток $S_y^{(ab)}$ будет давать существенный вклад в величину полного потока энергии. Для слоя фиксированной толщины имеется аналогичная область вблизи некоторого значения поля H . На рис. 2 приведены полевые зависимости величин T (1, 1') и I (2, 2') при $d = 0.25$ (1, 2) и 0.50 mm (1', 2'). Видно, что при $d = 0.25$ mm вблизи резонансного поля (при $H \approx 2740$ Oe) имеется максимум интерференционного коэффициента I . По мере увеличения толщины слоя

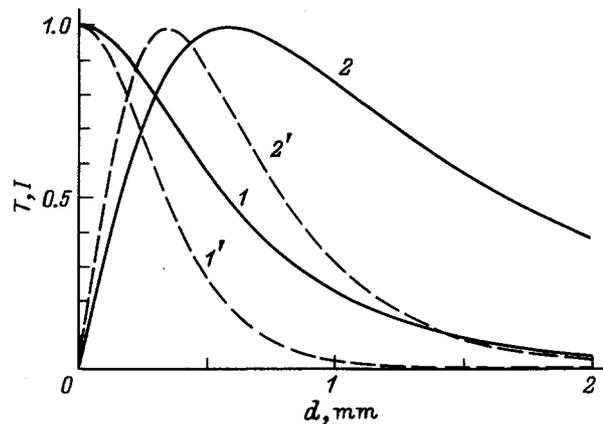


Рис. 1. Зависимости коэффициентов T (1, 1') и I (2, 2') от толщины слоя d .

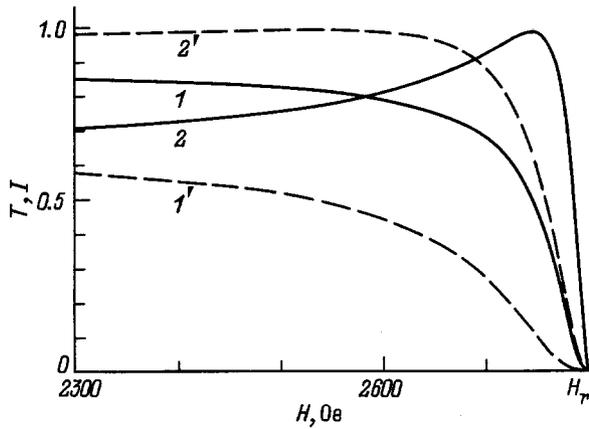


Рис. 2. Зависимости коэффициентов T ($1, 1'$) и I ($2, 2'$) от внешнего магнитного поля H .

этот максимум становится менее четко выраженным, смещаясь в область меньших значений H .

Наличие интерференционной составляющей позволяет осуществлять управление потоками энергии за счет изменения разности фаз падающих на слой волн. Рассмотрим, например, поток S , уходящий от поверхности слоя в области $y > d$ в направлении оси y ,

$$S = (c/8\pi)(TA^2 + RB^2 - IAB \sin \delta). \quad (7)$$

При изменении δ величина S изменяется с амплитудой IAB около среднего значения $(c/8\pi)(TA^2 + RB^2)$, представляющего собой сумму величин потоков прошедшей через слой волны с амплитудой A и отраженной волны с амплитудой B . Коэффициент I достигает максимального значения при выполнении условия $R = T$, т.е. при $T = 0.5$. В этом случае при $\delta = \pi/2$ величина S принимает минимальное значение, равное нулю, т.е. достигается наибольшая глубина модуляции потока S .

Согласно (7), при падении на слой из области $y < 0$ волны с амплитудой A в области $y > d$ имеется поток $S = (c/8\pi)TA^2 < S_0$, где $S_0 = (c/8\pi)A^2$ — поток падающей волны. Величина S может быть увеличена, если исходный поток S_0 разделить в некотором отношении η и направить на противоположные границы слоя. Пусть на поверхность $y = 0$ падает поток $(c/8\pi)\eta A^2$, а на поверхность $y = d$ — поток $(c/8\pi)(1 - \eta)A^2$, где $0 < \eta < 1$. На рис. 3 приведены зависимости нормированного на величину S_0 потока S от величины η для слоя монокристаллического иттриевого феррит-граната толщиной $d = 0.35$ мм. Кривые 1–3 соответствуют среднему ($\delta = 0; \pi$), максимальному ($\delta = -\pi/2$) и минимальному ($\delta = \pi/2$) значениям S . Штриховой линией показан уровень исходного потока S_0 , принятый за 1, отраженного и прошедшего нормированных потоков волны с амплитудой A . Расчет на рис. 3, а произведен при $H = 2750$ Ое с учетом имеющих место в реальной ситуации потерь энергии. При указанном значении поля $R > T$. Если выполнено это условие, то при любом

значении η величина потока S без учета интерференционной составляющей оказывается больше TS_0 . Подбором соответствующей разности фаз ($\delta = -\pi/2$) величина S может быть увеличена и при некотором значении η близка к S_0 , т.е. к величине исходного потока энергии. Величина потока, уходящего от границы слоя $y = 0$ в отрицательном направлении оси y , при этом обращается в нуль. Таким образом, за счет перераспределения энергии встречных волн при их интерференции осуществляется просветление слоя. На рис. 3, б, с эффект просветления проиллюстрирован при $H = 2700$ ($R = T$) и 2500 Ое ($R < T$), для которых $\text{tg} \delta_\mu = 0.01$ и 0.004 соответственно. Видно, что в случае $R \leq T$ увеличение потока S достигается исключительно за счет интерференционной составляющей $S_y^{(ab)}$, а именно подбором соответствующей разности фаз δ . При выполнении условия $R = T$ максимум величины S достигается при $\eta = 0.5$, т.е. если исходный поток делится поровну. Вблизи резонанса имеет место сильная зависимость коэффициентов R, T, I от величины H . Регулируя внешнее магнитное поле, можно легко выходить на необходимый режим просветления.

Описанный эффект в чистом виде проявляется в идеальном случае магнетика без потерь. В случае поглощающего магнетика величины k и α имеют как действительную, так и мнимую части, что приводит к возникновению внутри слоя обычных затухающих потоков энергии волн, проникающих в слой. Однако для веществ с малыми электрическими потерями, характерными для большинства сверхвысокочастотных ферритов при условии малости магнитных потерь (ΔH порядка нескольких Ое), в области $\mu_\perp < 0$ выполняются условия $k'' \gg k'$, $\alpha'' \gg \alpha'$. В этой ситуации преобладающий вклад в величины энергетических потоков дают потоки, образованные в результате туннельной интерференции.

Описанный эффект может быть использован для управления потоками электромагнитной энергии в устройствах сверхвысокочастотного диапазона. Так, изменяя разность фаз δ , можно осуществить эффективную модуляцию потока энергии. Подачей встречной волны можно также добиться усиления сигнала, переносимого волной, падающей на ферритовый слой.

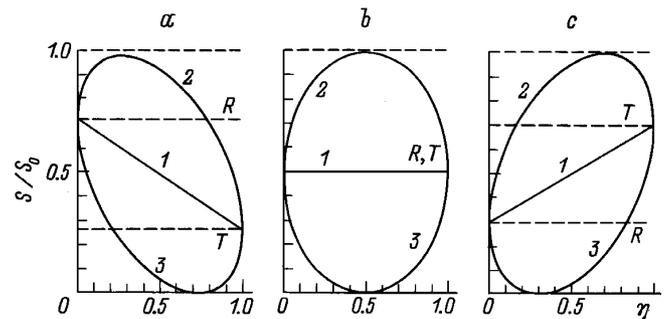


Рис. 3. Зависимость нормированного потока энергии S/S_0 от величины η для слоя толщиной $d = 0.35$ мм. $\delta = 0$ (1), $-\pi/2$ (2), $\pi/2$ (3); $H = 2750$ (а), 2700 (б), 2500 Ое (с).

Список литературы

- [1] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20–25.
- [2] Афанасьев С.А., Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. Вып. 3. С. 475–478.
- [3] Колоколов А.А., Скряцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
- [4] Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В. // Механика сплошной среды. М.: ВЗПИ, 1984. С. 3–15.
- [5] Семенов Д.И., Ефимов В.В., Афанасьев С.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 6–11.
- [6] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокие ферриты и ферромагнетики. Пер. с англ. М.: Мир, 1965. С. 284.
- [7] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. С. 23–30.