ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVIII, № 7 РАДИОФИЗИКА 1975

УДК 539.42

ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛ

В. И. Юкалов

Исследовано селективное проникновение электромагнитного поля сквозь пластины, в которых возникают спиновые возбуждения. Рассчитан коэффициент прохождения спин-спиральной волны через парамагнитный металл Сравнение с экспериментом позволяет оценить характер поверхностной магнитной анизотропии щелочных металлов.

Электромагнитные волны, облучающие металл в магнитном однородном поле, при некоторых выделенных частотах могут распространяться на расстояния, значительно превышающие глубину скин-слоя. Селективная прозрачность металлов бывает обусловлена процессами двух типов: индивидуальными движениями электронов проводимости [1] и коллективными колебаниями [2]. При аномальном проникновении траекторного типа, возникающем, например, при парамагнитном [3–5] и циклотронном [6] резонансах, внутри металла образуются изолированные всплески поля (радиочастотный размерный эффект), в то время как при прозрачности, обязанной коллективным возбуждениям электронно-дырочной плазмы, создается непрерывная слабо затухающая волна [7].

Если учесть магнитную структуру металлов, то в дополнение к максвелловским колебаниям (описание которых основано на уравнениях Максвелла) появятся еще и спиновые волны [8, 9]. Последние в случае сильномагнитных материалов описываются уравнением Ландау—Лифшица [10], а в случае слабомагнитных — уравнением для ферми-жидкостной плотности спинового момента [11].

Селективная прозрачность ферромагнитного металла осуществляется вблизи антирезонанса [12, 13], когда в противовес ферромагнитному резонансу [14] эффективная толщина скин-слоя резко возрастает. Просачивание электромагнитного поля сквозь ферромагнитные пластины экспериментально было обнаружено Гейнрихом и Мещеряковым [15], после чего это явление стало объектом интенсивных исследований [16–21], не объяснивших, правда, до сих пор наблюдаемое на опыте угловое раздвоение резонансной линии [22]. Селективную прозрачность щелочных металлов наблюдали Шультц и Данифер [23]. Возбуждение электромагнитно-спиновых волн внутри парамагнитного металла с помощью высокочастотного переменного поля рассматривалось в работах [24, 25]. Амплитуда поля, прошедшего через пленку, была найдена при следующих частных ограничениях: на металл падает минус-поляризованная волна; столкновения электронов не учитываются; максвелловская ветвь быстро затухает вблизи поверхности [24]. В работе [25] была продемонстрирована возможность спин-волнового резонанса в полуограниченном образце при наличии неоднородного магнитного поля.

Оказалось (см. [24]), что на прозрачность металла вблизи циклотронной частоты существенное влияние оказывает поверхностная магнитная анизотропия, характеризуемая параметром ζ, входящим в граничное условие для магнитного спинового момента. Величину этого параметра можно определить, сравнивая экспериментально измеренный коэффициент прохождения с теоретическим. Но для такого сравнения необходимо провести более точный расчет амплитуды проникающего поля. В настоящей статье исследуется проникновение электромагнитных волн сквозь пластины парамагнитного металла в магнитном однородном поле. Отличие от предыдущих публикаций заключается в следующем:

1) рассматриваются оба возможных типа циркулярной поляризации (положительная и отрицательная); 2) учитываются электронные столкновения, что приводит к дополнительному затуханию волн: 3) принимается во внимание существование максвелловской ветви возле дальней от источника возбуждения границы; 4) на основании эксперимента [23] оценивается характер поверхностной магнитной анизотропии щелочных металлов; 5) вычисляется коэффициент прозрачности пластины в случае найденного вида анизотропии.

Расположим пластину в плоскости x, y при $0 \leqslant z \leqslant d$. Внешнее магнитное поле H направлено вдоль z. Возбуждение волн производится в основном составляющей падающего поля, параллельной поверхности образца. Всякую плоскополяризованную волну можно разделить на две круговые компоненты. В результате плотность магнитного момента, переменные магнитные и электрические поля представляются формами

$$m_\pm = m_x \pm i m_y, \qquad h_\pm = h_x \pm i h_y, \qquad e_\pm = e_x \pm i e_y .$$

Для длинноволновых спиновых колебаний получим уравнение

$$\left[\omega + (1-4\pi\chi)\left(D_\pm \frac{\partial^2}{\partial z^2} \pm \omega_s + i\nu_s\right)\right] m_\pm = \chi\left(D_\pm \frac{\partial^2}{\partial z^2} \pm \omega_s + i\nu_s\right) h_\pm, \qquad (1)$$

в котором учтено затухание

$$\nu_s = \frac{1+\beta_0}{\tau_s}, \qquad \nu_0 = \frac{1+\beta_1}{\tau_0},$$

где $\tau_s \sim 10^{-6}$ *с*, $\tau_0 \sim 10^{-9}$ *с* — периоды электронных столкновений с перебросом спина или импульса; β_0, β_1 — параметры ферми-жидкостного взаимодействия. Статическая парамагнитная восприимчивость $\chi \sim 10^{-6}$. Константа диффузии

$$D_\pm = \frac{v^2(1+\beta_0)(1+\beta_1)}{3(\omega \pm \omega_0 + i\nu_0)} .$$

Фермиевская скорость электронов проводимости $v \sim 10^8$ *см/с*, характерные частоты

$$\omega_s = \frac{e_0 H}{m_0 c}, \qquad \omega_0 = \omega_s \frac{1+\beta_1}{1+\beta_0} .$$

Спиновая частота ω_s отличается от циклотронной тем, что здесь m_0 — эффективная масса, перенормированная с учетом ферми-жидкостных взаимодействий.

В уравнениях Максвелла

$$\frac{\partial h_\pm}{\partial z} = \mp k_0 \varepsilon_\pm e_\pm, \qquad \frac{\partial e_\pm}{\partial z} = \pm k_0 b_\pm , \qquad (2)$$

использованы обозначения

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \qquad \varepsilon_\pm = \frac{4\pi i \sigma_\pm}{\omega}, \qquad b_\pm = h_\pm + 4\pi m_\pm .$$

Как обычно, в (2) пренебрежено токами смещения и предположено, что пространственная дисперсия невелика, вследствие чего справедлив закон Ома:

$$j_\pm = \sigma_\pm e_\pm, \qquad \sigma_\pm = \sigma_{xx} \pm i\sigma_{yx} .$$

При слабой пространственной дисперсии [2] поперечная матрица тензора проводимости

$$(\sigma_{\alpha\beta}) = \frac{i m_0^{-1} n_0 e_0^2}{(\omega + i\nu_0)^2 - \omega_s^2} \begin{pmatrix} \omega + i\nu_0 & -i\omega_s \\ i\omega_s & \omega + i\nu_0 \end{pmatrix} .$$

Поэтому эффективная проводимость

$$\sigma_\pm = \frac{i n_0 e_0^2}{m_0(\omega \pm \omega_s + i\nu_0)} .$$

Концентрация электронов проводимости $n_0 \sim 10^{22}$ $см^{-3}$. Вводя оператор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}_\pm$, можно записать

$$m_\pm = \hat{\chi}_\pm h_\pm, \qquad \hat{\chi}_\pm = -(4\pi k_0^2 \varepsilon_\pm)^{-1} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon_\pm \right) .$$

Дисперсионное уравнение для (1) и (2),

$$k^2 = k_0^2 \varepsilon_\pm \mu_\pm ,$$

где эффективная магнитная проницаемость

$$\mu_\pm = \frac{\omega \pm \omega_s + i\nu_s - D_\pm k^2}{\omega + (1 - 4\pi\chi)(\pm\omega_s + i\nu_s - D_\pm k^2)} ,$$

дает в нулевом приближении по χ квадраты волновых векторов для спиновой и максвелловской компонент

$$k_s^2 = \frac{\omega \pm \omega_s + i\nu_s}{D_\pm}, \qquad k_m^2 = \varepsilon_\pm k_0^2 \qquad (\chi \ll 1).$$

В первом приближении по χ

$$k_s^2 = \frac{\omega \pm \omega_s + i\nu_s}{D_\pm} \left(1 + 4\pi\chi \frac{\omega}{\omega \pm \omega_s + i\nu_s - D_\pm \varepsilon_\pm k_0^2} \right) ,$$

$$k_m^2 = \varepsilon_\pm k_0^2 \left(1 + 4\pi\chi \frac{\pm\omega_s + i\nu_s - D_\pm \varepsilon_\pm k_0^2}{\omega \pm \omega_s + i\nu_s - D_\pm \varepsilon_\pm k_0^2} \right) .$$

Определение поля, проникающего сквозь металлическую пластинку, сводится к решению алгебраической системы уравнений шестого порядка. Четыре уравнения — это обычные условия непрерывности магнитной и электрической компонент [26], а еще два — граничные условия для плотности магнитного момента. Характер закрепления спинов на границе зависит от обработки поверхности [27, 28].

В общем случае граничные условия для магнитного спинового момента имеют вид

$$\frac{\partial m_\pm}{\partial n_e} + \zeta m_\pm = 0 \qquad (z = 0,\ d). \tag{3}$$

Вектор n_e — внешняя нормаль к поверхности. В граничные условия надо подставить падающее, отраженное и прошедшее поля

$$h_0(z) = h_0 \exp(ik_0 z), \quad h_1(z) = h_1 \exp(-ik_0 z), \quad h(z) = h \exp(ik_0 z),$$

а также поле внутри металла

$$h_\pm(z) = h_2 \exp(ik_s z) + h_3 \exp(-ik_s z) + h_4 \exp(ik_m z) + h_5 \exp(-ik_m z).$$

Для вакуумных волн

$$e_0 + e_1 = \mp i(h_0 - h_1), \qquad e = \mp ih,$$

а в пластине выполняются уравнения (2).

В целях упрощения записи можно принять во внимание, что статическая магнитная восприимчивость парамагнитных металлов мала а эффективная электрическая проницаемость велика:

$$\chi \ll 1, \qquad |\varepsilon_\pm| \gg 1. \tag{4}$$

Тогда в нулевом порядке по χ

$$h = 2ih_0 \frac{k_0 \exp(-ik_0 d)}{k_m \sin(k_m d)}. \tag{5}$$

Выражение (5) показывает, что электромагнитное поле может переноситься через металл за счет возбуждения электромагнитных колебаний. Соответствующие им волны называются спиральными, или геликонными [29], а идентичные осцилляции в ионосферной магнитоактивной плазме именуются свистящими атмосфериками, или свистами [30]. Как видно из (5), геликонный резонанс возможен при

$$k_m d \approx \pi n \qquad (n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots),$$

а это осуществимо для $\omega \ll \omega_s$.

При $\omega \sim \omega_s$ спиральные волны сильно затухают. В этой области частот перенос электромагнитной энергии через толстую металлическую пластину осуществляется спиновой волной, что при учете неравенств

$$|\exp(ik_m d)| \ll 1, \qquad |k_m/k_s| \gg 1 \tag{6}$$

дает в качестве прошедшего поля

$$h = \frac{4h_0 \varkappa k_s (\zeta - ik_m)(\zeta - ik_s)(\varkappa\zeta + ik_m) \exp(-ik_0 d)}{\varepsilon_\pm k_0 [\alpha(k_s)(\zeta + ik_s) - 2i\varkappa^2(\zeta - ik_s)(\zeta - ik_m)^2 \sin(k_s d)]}, \tag{7}$$
$$\alpha(k_s) = (\zeta + ik_s)^2 \exp(ik_s d) - (\zeta - ik_s)^2 \exp(-ik_s d).$$

Величина

$$\varkappa \equiv \frac{\varepsilon_\pm k_0^2 - k_m^2}{\varepsilon_\pm k_0^2}$$

играет роль параметра связи между спиновой и электромагнитной ветвями. Естественно, что при $\chi \equiv 0$ этой связи не было бы вообще, так как тогда $\varkappa \equiv 0$, значит, и проникающее поле $h \equiv 0$.

Выражение (7), обобщающее результат работы [24], показывает, что на прозрачность пластины сильно влияет поверхностная магнитная анизотропия, характеризуемая параметром ζ. Так, в двух крайних случаях, когда $\dfrac{\partial m_\pm}{\partial n_e}=0$ и когда $m_\pm=0$ на границе, учитывая, что в парамагнитных металлах обычно

$$|\varkappa k_m/k_s| \ll 1, \tag{8}$$

вместо формулы (7) получим

$$h^{(0)} = \frac{2h_0\varkappa k_m^2 \exp(-ik_0 d)}{i\varepsilon_\pm k_0 k_s \sin(k_s d)} \qquad (\zeta=0),$$

$$h^{(\infty)} = \frac{2h_0\varkappa^2 k_s \exp(-ik_0 d)}{i\varepsilon_\pm k_0 \sin(k_s d)} \qquad (\zeta=\infty).$$

Очевидно, справедливо соотношение

$$\frac{h^{(\infty)}}{h^{(0)}} = \varkappa\frac{k_s^2}{k_m^2},$$

из которого вытекает, согласно (4) и (6), что $|h^{(\infty)}| \ll |h^{(0)}|$. Вследствие (4) параметр связи $\varkappa\approx 4\pi\chi$. При стандартных условиях наблюдения спин-волнового резонанса $\omega\sim 10^{11}$ $с^{-1}$, $k_s\sim 10^2$ $см^{-1}$, $k_m\sim 10^6$ $см^{-1}$, $\varkappa\sim 10^{-5}$, $d\sim 10^{-2}$ $см$, значит, $|h^{(0)}/h^{(\infty)}|\sim 10^{13}$.
В промежуточной области

$$|k_s| \ll \zeta \ll |k_m| \tag{9}$$

для проникающего поля имеем

$$h^{(\zeta)} = 8\pi\chi h_0 \frac{k_s k_0 \exp(-ik_0 d)}{i\zeta^2 \sin(k_s d)}.$$

Оценка говорит о том, что

$$|h^{(\infty)}| \ll |h^{(\zeta)}| \ll |h^{(0)}|.$$

Истинное значение параметра магнитной анизотропии ζ для каждого конкретного образца можно найти, сравнивая (7) с экспериментально измеренной проходящей волной. Сравнивать с опытом удобнее не амплитуду поля, а коэффициент прохождения (прозрачности) по энергии:

$$T=|h/h_0|^2.$$

По данным Шультца — Данифера [23] для щелочных металлов $T\sim 10^{-16}$ вблизи резонанса и на два порядка больше при основном резонансе. Отсюда следует, что $\zeta\sim 10^3$ $см^{-1}$, т. е. лежит именно в промежуточной области (9). Таким образом, в граничном условии (3) нельзя полагать $\zeta=0$, как это всегда делается для парамагнитных металлов.

Учитывая установленный тип магнитной поверхностной анизотропии, а также неравенство (8), находим, на основании (7), что коэффициент прозрачности имеет вид

$$T=\frac{64\pi^2\chi^2\omega^2(k_1^2+k_2^2)}{c^2\zeta^4(\sin^2 k_1 d+\mathrm{sh}^2 k_2 d)}. \tag{10}$$

Здесь использованы обозначения

$$k_1 = R\cos\varphi, \qquad k_2 = R\sin\varphi,$$

$$R = \frac{\sqrt{3}}{v}\left\{\frac{[(\omega\pm\omega_0)^2+\nu_0^2]\,[(\omega\pm\omega_s)^2+\nu_s^2]}{(1+\beta_0)^2(1+\beta_1)^2}\right\}^{1/4},$$

$$\varphi = \frac{1}{2}\left[\frac{\nu_0(\omega\pm\omega_s)+\nu_s(\omega\pm\omega_0)}{(\omega\pm\omega_s)(\omega\pm\omega_0)-\nu_0\nu_s}\right].$$

К сожалению, данные опыта [23] позволяют вычислить лишь порядок величины ζ, но не ее точное значение. Весьма вероятно, что поверхностная магнитная анизотропия зависит от угла наклона внешнего магнитного поля. В случае ферромагнетиков подобная зависимость могла бы объяснить наблюдаемое раздвоение резонансной линии [22].

ЛИТЕРАТУРА

1 Э. А Канер, В Ф Гантмахер, УФН, 94, 193 (1968).
2 Э А Канер, В. Г Скобов, УФН, 89, 367 (1966)
3. F. J. Dyson, Phys. Rev., 98, 349 (1955).
4. М. Я Азбель, В. И Герасименко, И М. Лифшиц, ЖЭТФ, 32, 1212 (1957).
5. M. Lampe, P. M. Platzman, Phys. Rev., 150, 340 (1966).
6 М. Я. Азбель, Э А. Канер, ЖЭТФ, 30, 811 (1956).
7. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, ЖЭТФ, 45, 610 (1963)
8. А. И Ахиезер, В Г Барьяхтар, М И. Каганов, УФН, 71, 533 (1960).
9. А. И. Ахиезер, В Г. Барьяхтар, М. И. Каганов, УФН, 72, 3 (1960).
10. L. Landau, E. Lifshits, Phys. Z. Sow., 8, 153 (1935).
11. В. П Силин, ФММ, 29, 681 (1970).
12. М. И. Каганов, ФММ, 7, 287 (1959)
13 М. И. Каганов, Письма в ЖЭТФ, 10, 336 (1969)
14. А. Я. Бланк, М. И Каганов, УФН, 92, 583 (1967)
15 Б. Гейнрих, В Ф Мещеряков, Письма в ЖЭТФ, 9, 618 (1969).
16. Б Гейнрих, В Ф Мещеряков, ЖЭТФ, 59, 424 (1970).
17. O. Horan, G. C. Alexandrakis, C. N. Manicopoulos, Phys. Rev. Lett 25, 246 (1970).
18. T. G. Phillips, J. Appl. Phys., 41, 1109 (1970).
19. G. C. Alexandrakis, T. R. Carver, Phys. Rev. B., 5, 3472 (1972).
20. М. И. Каганов, А. С Михайлов, ФТТ, 14, 3225 (1972)
21. М. И. Каганов, сб. Проблемы магнетизма, изд. Наука, М., 1972.
22. B. Heinrich, J. F. Cohran, Phys. Rev. Lett., 29, 1175 (1972).
23. S. Schultz, G. Dunifer, Phys. Rev. Lett., 18, 283 (1967).
24. В. И. Юкалов, ФТТ, 15, 417 (1973).
25. В И. Юкалов, ФММ, 36, 686 (1973)
26. Л. Д Ландау, Е М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, ГИФМЛ, М., 1959.
27. М. И. Каганов, Ю. Лу, Изв. АН СССР, 25, 1375 (1961)
28. В. А. Игнатченко, сб. Проблемы магнетизма, изд. Наука, М., 1972, стр. 96.
29. О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ, 38, 161 (1960)
30. В Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, изд. Наука, М., 1970.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
20 марта 1974 г.

PENETRATION OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD THROUGH METAL

V. I. Yukalov

A selective penetration of the electromagnetic field through the plates in which spin excitation occurs is investigated. The transmission coefficient of a spin-spiral wave through paramagnetic metal is calculated. Comparison with the experiment allows us to estimate the surface magnetis anisotropy of alkali metals.