

задаче с полем $1/r$. Можно показать, что радиус «первой борновской орбиты» $r_1 \approx 2.08 \lambda_{\text{эфф}}$, где $\lambda_{\text{эфф}} \ll \xi$ — эффективная глубина проникновения магнитного поля, ξ — длина когерентности. Магнитный поток через площадь орбиты в предположении $\xi \ll r_1$ совпадает с элементарным квантом $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$.

Условие $\xi \ll r_1$ лучше всего реализуется в ВТСП [2]. Пусть, например, $\lambda_{\text{эфф}} = 50 \text{ \AA}$ (при лондоновской глубине проникновения $\lambda_L = 10^3 \text{ \AA}$ это соответствует сверхпроводящей пленке толщиной $2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$). Энергия основного состояния нейтрона равна $1.7 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$, что соответствует ультрахолодным нейтронам с длиной волны $\lambda = 220 \text{ \AA}$. Величина магнитного поля $H(r_1) \approx 3.3 \text{ Тл}$. Для ВТСП это значение хорошо укладывается в неравенство $H_{c1} \ll H_1 \ll H_{c2}$. При более низких энергиях нейтронов связанные состояния возникают и в НТСП второго рода.

Список литературы

- [1] Рудько В. Н., Сугаков В. И., Шевцова-Казимирчук О. Н. // Препринт КИЯИ-89-34. Киев, 1989.
 [2] Горьков Л. П., Копнин И. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—135.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
9 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
4 апреля 1990 г.

УДК 539.945 : 535.343

© Физика твердого тела, том 32, № 9, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 9, 1990

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю. М. Гальперин, В. И. Козуб

Цель настоящей заметки — рассмотреть распространение поверхностной вихревой электромагнитной волны (H -волны или поляритона) у поверхности раздела вакуум—сверхпроводник. Хорошо известно (см., например, [1]), что у поверхности раздела вакуум—проводящая среда может распространяться такая волна, причем закон ее дисперсии определяется уравнением

$$q^2 c^2 = \omega^2 \frac{\epsilon_f(\omega)}{1 + \epsilon_f(\omega)}. \quad (1)$$

Здесь q — волновой вектор волны; ω — ее частота; c — скорость света; $\epsilon_f(\omega)$ — поперечная диэлектрическая проницаемость проводящей среды, связанная с эффективной поперечной проводимостью $\sigma(\omega)$ соотношением

$$\epsilon_f(\omega) = 1 + 4\pi i \sigma(\omega) / \omega. \quad (2)$$

Указанная волна существует и является слабозатухающей в области частот, определяемой условиями

$$\tau^{-1} \ll \omega \leq \omega_p / \sqrt{2}, \quad (3)$$

где τ — время релаксации импульса электрона, ω_p — плазменная частота. Величина $\omega_p / \sqrt{2}$ представляет собой частоту поверхностного плазмона. Дисперсионное уравнение в указанной области частот имеет вид

$$q^2 c^2 = \omega^2 (\omega_p^2 - \omega^2) / (\omega_p^2 - 2\omega^2). \quad (4)$$

В области частот $\omega \ll \omega_p$ имеем

$$\omega = qc(1 - q^2c^2/2\omega_p^2), \quad (5)$$

а отношение коэффициента поглощения волны по мощности α к ее волновому вектору q равно

$$\alpha/q = \text{Re } \sigma(\omega)/\text{Im } \sigma(\omega) = (\omega\tau)^{-1}. \quad (6)$$

Отсюда ясно, что для слабого затухания поляритона необходимо выполнение условия $\omega\tau \gg 1$.

В сверхпроводнике ситуация существенно отличается, поскольку сверхпроводящий конденсат дает существенный вклад в мнимую часть проводимости. В то же время диссипативная (вещественная) часть проводимости определяется нормальными возбуждениями, число которых при низких температурах экспоненциально мало. Поэтому при выполнении условий

$$\hbar\omega < 2\Delta, \quad \exp(-\Delta/k_B T) \ll 1 \quad (7), (8)$$

(где 2Δ — ширина сверхпроводящей щели) вещественная часть проводимости гораздо меньше ее мнимой части, в результате чего создается возможность распространения слабозатухающей волны. Важно, что условие (7) может быть совместно с условием $\omega\tau \ll 1$. Такая ситуация реализуется, в частности, в «грязных» сверхпроводниках, в которых

$$\Delta\tau/\hbar \ll 1. \quad (9)$$

При этом в сверхпроводнике поляритон может распространяться в той области частот, в которой в нормальном состоянии распространение слабозатухающей волны невозможно. При выполнении условий (7)–(9) выражения для мнимой и вещественной частей $\sigma(\omega)$ имеют вид [2]

$$\text{Im } \sigma(\omega)/\sigma_0 = 1/2(1 + 2\Delta/\hbar\omega) E(k') - 1/2(1 - 2\Delta/\hbar\omega) K(k'), \quad (10)$$

$$\text{Re } \sigma(\omega)/\sigma_0 = (1 + 2\Delta/\hbar\omega) E(k) - (4\Delta/\hbar\omega) K(k). \quad (11)$$

Здесь

$$k = (2\Delta - \hbar\omega)/(2\Delta + \hbar\omega), \quad k' = (1 - k^2)^{1/2}, \quad (12)$$

σ_0 — статическая проводимость в нормальном состоянии.

Используя дисперсионное уравнение (1) с учетом выражений (2), (10) и (11), получаем следующее дисперсионное уравнение для области частот $\omega \ll \omega_p$:

$$\omega = qc \left(1 - \frac{1}{2} \frac{q^2 c^2}{\omega_p^2} \frac{\hbar}{\pi \Delta \tau} \right). \quad (13)$$

Эта кривая идет более полого, чем соответствующая кривая (5) для нормального состояния. При выполнении условия $\hbar\omega \ll 2\Delta$, $k_B T$, \hbar/τ отношение затухания к волновому вектору равно

$$\frac{\alpha}{q} \approx \frac{2\hbar\omega}{\pi k_B T} \ln \left(\frac{4k_B T}{1.78\hbar\omega} \right) \exp(-\Delta/k_B T), \quad (14)$$

в чем легко непосредственно убедиться, воспользовавшись известными (см., например, [2]) выражениями для $\sigma(\omega)$ в данной области частот.

При $\hbar\omega > 2\Delta$ затухание резко (пороговым образом) возрастает с ростом частоты. Вблизи порога можно считать

$$\xi = (\hbar\omega - 2\Delta)/2\Delta \ll 1. \quad (15)$$

Учитывая, что

$$k = \xi/(2 + \xi), \quad k' \approx 1 - \xi^2/8, \quad (16)$$

и используя асимптотические выражения для $E(k)$ и $K(k)$ при $k \ll 1$.

$$\frac{2}{\pi} E(k) \approx 1 - \frac{k^2}{4}, \quad \frac{2}{\pi} K(k) \approx 1 + \frac{k^2}{4}, \quad K(k') \approx \ln(4/k), \quad E(k') \approx 1, \quad (17)$$

получаем, что $\alpha \approx 0.1 q$ при $\xi \approx 0.05$. Таким образом, по резкому возрастанию затухания поляритона с ростом частоты можно судить о величине энергетической щели 2Δ в спектре возбуждений.

Особенно перспективными такие исследования нам представляются для ВТСП материалов, поскольку в них, согласно существующим экспериментальным данным, щель достаточно широка. Поэтому можно ожидать, что в этом состоянии поверхностные поляритоны с частотами до 10^{12} — 10^{13} с⁻¹ в этих материалах будут слабо затухать. В то же время затухание поляритонов таких частот в нормальном состоянии в этих материалах должно быть бо́льшим, так как длина свободного пробега в них достаточно мала. Важно также, что изучение распространения поляритонов может дать независимый способ определения параметров приповерхностного слоя материала, поскольку область распространения поляритона соответствует приповерхностному слою толщиной порядка глубины проникновения электромагнитного поля.

Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 202 с.
[2] Бардин Дж., Шриффер Дж. Новое в изучении сверхпроводимости. М., 1962. 171 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
4 апреля 1990 г.

УДК 538.22 · 539.216.22

© Физика твердого тела, том 32, № 9, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 9, 1990

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ОРИЕНТАЦИИ (112)

Ю. А. Бурым, С. В. Дубинко, Ю. Н. Мицай

В настоящей работе экспериментально изучены процессы перемагничивания и доменная структура (ДС) эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов (ЭПФГ) ориентации (112). Главной особенностью исследованных пленок является наклонное расположение оси легкого намагничивания (ОЛН). В ранее известных работах экспериментально исследовались (111)-пленки с малыми отклонениями ОЛН либо от нормали [1, 2], либо от плоскости пленки [3]. (112)-ориентированные пленки представляют интерес в связи с возможностью варьировать в них наклон ОЛН от 0 до 90°, что является важным для некоторых магнитооптических устройств.

Образцы ЭПФГ состава $(Y\text{Vi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ выращены на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ориентации (112). Намагниченность насыщения $4\pi M_0$ измерялась на вибромагнитометре, ДС наблюдалась с помощью поляризационного микроскопа. Процесс перемагничивания исследован магнитооптическим методом на автоматизированном магнитополяриметре, позволяющем получать зависимость угла фарадеевского вращения α_F при нормальном падении света от величины магнитного поля H при квазистатическом перемагничивании. При этом считалось, что угол α_F пропорционален M_s .

В размагниченном состоянии образцы ЭПФГ имели регулярную полюсовую ДС с четкими границами. На рис. 1 приведена типичная для исследованных образцов магнитооптическая кривая перемагничивания $\alpha_F = \alpha_F(H)$ в поле, перпендикулярном поверхности пленки. Начальный участок соответствует перемагничиванию ДС. В точке излома кривой ($H =$