ОСОБЕННОСТИ ЗАКОНОВ ДИСПЕРСИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СВЕРХПРОВОДНИК

© *Н.И.Ползикова, А.О.Раевский*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 13 мая 1996 г.)

Известно, что дисперсионное уравнение для поверхностных спиновых волн в пленке магнетика наряду с основным распространяющимся решением [1] допускает существование целого ряда затухающих решений [2]. При этом предполагается, что частота волны ω действительна, а волновое число комплексно ($q = q' + iq''$). В отсутствие диссипации в системе эти решения имеют вид плоских непересекающихся кривых $\omega_n = \omega(q', q'' = 2\pi n/d)$, где d — толщина пленки, $n = 0, \pm1, \pm2 \ldots$. Наличие диссипации приводит к возникновению связи между распространяющимся ($n = 0$) и затухающими решениями: при некотором значении $q' = q_0$ решения дисперсионного уравнения переходят одно в другое, а при $q' > q_0$ решения отсутствуют. В настоящей работе исследовано возникновение затухающих решений, а также их роль в формировании законов дисперсии спиновых волн в планарной структуре магнетик–проводник (нормальный металл или сверхпроводник).

Дисперсионное уравнение рассматриваемой системы выводится из связанной системы уравнений Максвелла и уравнения прецессии намагниченности в форме Ландау–Лифшица. Электродинамика проводника описывается с помощью эффективной высокочастотной проводимости $\sigma = \sigma' + i\sigma''$. Для нормального металла $\sigma'' = 0$, а σ' определяет глубину проникновения электромагнитного поля в металл l_{SK}. Для сверхпроводника величина σ может быть найдена из решения уравнений движения в двухжидкостной модели Гортера–Казимира с учетом гранулярной структуры сверхпроводника и наличия вихрей магнитного потока [3].

Результирующее дисперсионное уравнение имеет вид

$$(r^2 - 1)D_M(\omega, q) + (r \operatorname{cth} \varkappa_S b + 1)D_0(\omega, q) = 0, \qquad (1)$$

где $\varkappa_S = \sqrt{q^2 - 2il^{-2}}$, $l^{-2} = 2\pi\sigma\omega/c^2$, $r = \varkappa_S/q$, b — толщина проводника, $D_0(\omega, q) = 0$ и $D_M(\omega, q) = 0$ — дисперсионные уравнения для свободного магнетика ($\sigma = 0$) и для магнетика, граничащего с идеальным металлом ($\sigma' \to \infty$), соответственно.

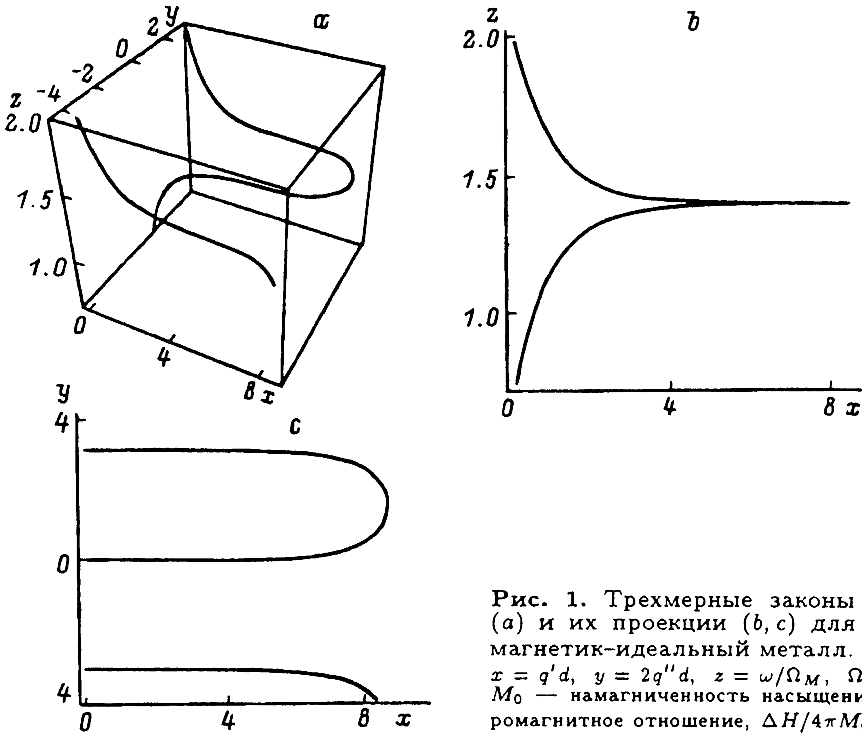


Рис. 1. Трехмерные законы дисперсии (a) и их проекции (b, c) для структуры магнетик–идеальный металл.
$x = q'd$, $y = 2q''d$, $z = \omega/\Omega_M$, $\Omega_M = \gamma 4\pi M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, γ — гидромагнитное отношение, $\Delta H/4\pi M_0 = 10^{-4}$.

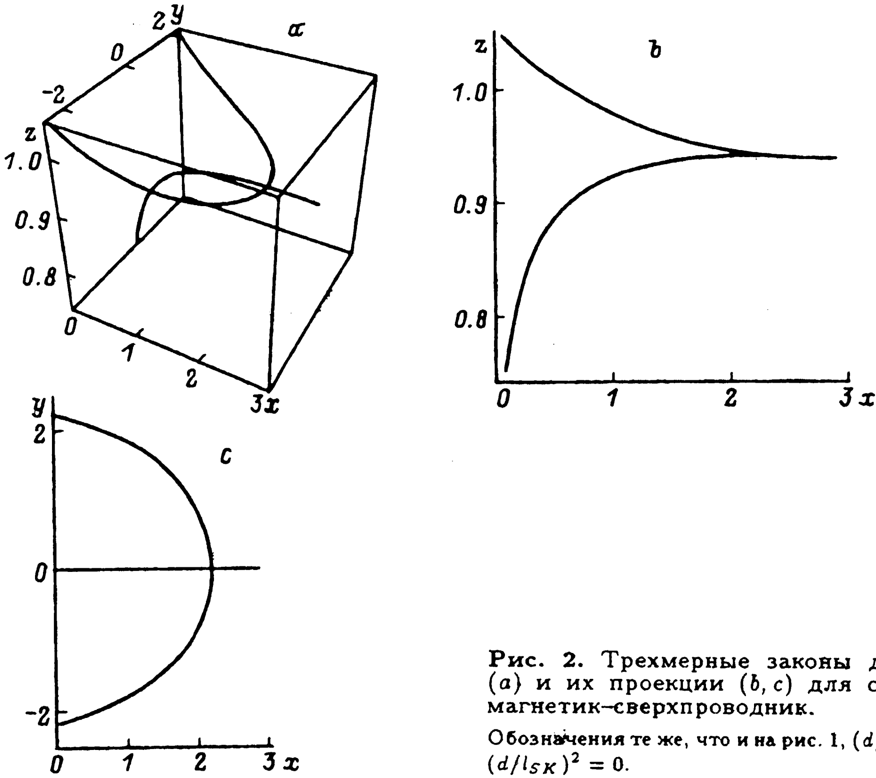
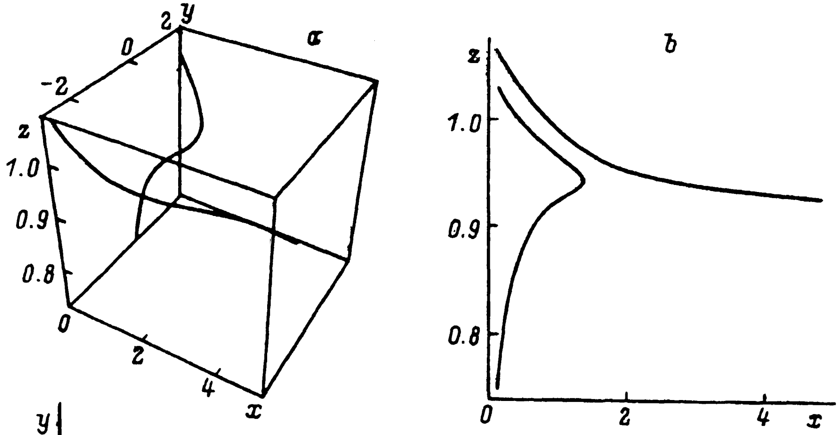


Рис. 2. Трехмерные законы дисперсии (a) и их проекции (b, c) для структуры магнетик–сверхпроводник.
Обозначения те же, что и на рис. 1, $(d/\lambda_L)^2 = 60$, $(d/l_{SK})^2 = 0$.



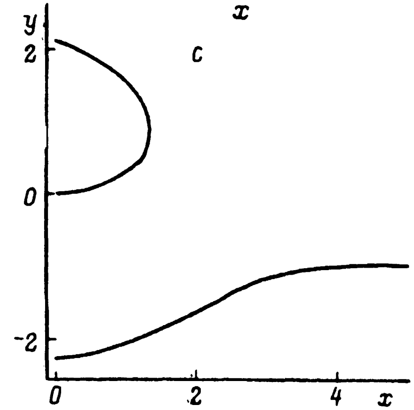


Рис. 3. Трехмерные законы дисперсии (a) и их проекции (b, c) для структуры магнетик–сверхпроводник.

Обозначения те же, что и на рис. 1, $(d/\lambda_L)^2 = 60$, $(d/l_{SK})^2 = 5$.

На рис. 1 изображены законы дисперсии для случая идеального экрана, полученные с учетом затухания спиновой волны в магнетике. Поведение дисперсионных кривых аналогично случаю свободного магнетика. Однако при одинаковом затухании граничное волновое число в данном случае больше. В случае сверхпроводника ситуация меняется кардинальным образом.

Рассмотрим для начала идеальный однородный сверхпроводник второго рода при $T \ll T_c$, что позволяет пренебречь вкладом нормальных электронов. В силу геометрии полей поверхностной спиновой волны движения вихрей магнитного потока не происходит. Тогда можно считать, что $\sigma = i\sigma''$, $\varkappa_S = \sqrt{q^2 + \lambda_L^{-2}}$, где $\lambda_L = \sqrt{c^2/4\pi\sigma''\omega}$ — лондоновская глубина проникновения. На рис. 2 приведены законы дисперсии при отсутствии затухания в магнетике. Видно, что даже в отсутствие всякой диссипации в системе существует затухающее решение, пересекающее незатухающее в точке $q' = q_0$, $q'' = 0$. В окрестности этой точки затухающее решение становится распространяющимся, так как $q'' \ll q'$. Такая трансформация законов дисперсии обусловлена наличием кинетической индуктивности сверхпроводника. Для достаточно толстого сверхпроводника ($b \gg \lambda_L$) из (1) получаем выражение

$$q_0 = \frac{1}{2d} \ln \left[\frac{d}{\lambda_L} \frac{\omega_M(\infty)}{\omega_M(\infty) + \omega_{D.E.}(\infty)} \right], \qquad (2)$$

где $\omega_M(\infty)$, $\omega_{D.E.}(\infty)$ — граничные частоты для поверхностных волн в металлизированном и свободном ферромагнитном слоях. Расчет показывает, что при $q' = q_0$ происходит также смена знака групповой скорости волны.

Диссипация учитывалась введением $\sigma' \neq 0$ для сверхпроводника и ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH в магнетике. В этом случае законы дисперсии имеют вид двух непрерывных непересекающихся трехмерных кривых, каждая из которых образуется из слабо и сильно затухающего решения (рис. 3). Смена знака групповой скорости происходит при переходе на другую ветвь дисперсионной кривой в области $q' \approx q_0$. При этом в дисперсионной зависимости $\omega(q')$ имеется разрыв, определяемый величиной диссипации.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-05465-а) и министерства науки и технической политики РФ (грант № 94002).

Список литературы

[1] R.W. Damon, J.R. Eshbach. Phys. Chem. Sol. **19**, *3/4*, 308 (1961).
[2] П.Е. Зильберман, А.В. Луговский. ЖТФ **57**, *1*, 3 (1987).
[3] N.I. Polzikova, A.O. Raevskii. J. Adv. Sci. **4**, *3*, 197 (1992).