

05.2;05.4;09

©1993

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН С РЕШЕТКОЙ ВИХРЕЙ МАГНИТНОГО ПОТОКА СВЕРХПРОВОДНИКА

Н.И.Ползикова

В последние годы появился ряд работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию распространения магнитостатических волн (МСВ) в слоистых структурах, содержащих феррит и высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) [1-6]. Как правило, структуры, в которых распространяются МСВ, помещаются во внешнее магнитное поле $H_0 \gtrsim 10^2$ Э, намагничивающее феррит до насыщения. В то же время это поле существенно влияет и на состояние сверхпроводника. В интервале магнитных полей $H_{C1} < H_0 < H_{C2}$ сверхпроводники II рода (к которым относятся и ВТСП) находятся в смешанном состоянии [7]. Первое и второе критические поля для ВТСП типа Y-Ba-Cu-O имеют порядки $H_{C1} \leq 10^2$, $H_{C2} \sim 10^6$ Э. В состоянии термодинамического равновесия период двумерной решетки вихрей магнитного потока $a \simeq \sqrt{\Phi_0/H_0}$, где Φ_0 — квант магнитного потока, приходящийся на один вихрь.

В полях $10^2 \leq H_0 \leq 10^3$ Э $a \sim (10^{-1} - 1)$ мкм, что много меньше длин волн МСВ $\lambda_{МСВ}$, ограниченных снизу размерами возбуждающих преобразователей. Это обстоятельство, казалось бы, позволяет описывать влияние вихревой решетки на дисперсию и затухание МСВ через усредненную эффективную проводимость сверхпроводника [2,5]. Однако, как будет показано ниже, в спектре длинноволновых возбуждений могут существовать резонансные области, в которых проявляется дискретность вихревой решетки.

В работе [4] экспериментально наблюдались узкие линии поглощения на амплитудно-частотных характеристиках структур феррит-ВТСП. Согласно измеренным законам дисперсии резонансные волновые числа лежали в диапазоне $q_{VCD} \sim (10 - 10^2)$ см⁻¹ и менялись в зависимости от магнитного поля H_0 . Этот эффект интерпретировался как рассеяние МСВ на решетке вихрей магнитного потока. При этом считалось, что $\lambda_{МСВ} \sim a$, и было сделано предположение, что период вихревой структуры (хотя бы в одном из

направлений) очень велик ($a \gtrsim 10^2$ мк). Это обстоятельство делает интерпретацию [4] неубедительной.

На самом деле периоды вихревых решеток совпадают по порядку величины с длинами волн коротковолновой части спинволновых возбуждений в феррите λ_{CB} . Наличие вихревой решетки может осуществить резонансное взаимодействие длинноволновых МСВ со спиновыми волнами, обеспечив выполнение закона сохранения импульса

$$q_{CB} = q_{МСВ} + G_{nl}. \quad (1)$$

Здесь q_{CB} , $q_{МСВ}$ — волновые вектора спиновой волны и МСВ, G_{nl} — вектора обратной решетки, $n, l = 0, 1, 2, \dots$, причем

$$q_{CB} \sim G_{nl} \gg q_{МСВ}. \quad (2)$$

Частоты взаимодействующих волн должны удовлетворять закону сохранения энергии

$$\omega_{CB} = \omega_{МСВ}, \quad (3)$$

где $\omega_{CB} = \omega_{CB}(q_{CB})$, $\omega_{МСВ} = \omega_{МСВ}(q_{МСВ})$ — соответствующие законы дисперсии. Из (1), (3) находятся резонансные волновые вектора $q_{МСВ}$, а из законов дисперсии — резонансные частоты.

Решим уравнения (1), (3) для волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, лежащему в плоскости раздела слоев феррита и ВТСП (рис. 1). Пусть $q_{МСВ} \equiv q \ll q_{CB}$, $G_{nl} = \pm q_0 \cdot n \parallel q_{МСВ}$, $q_0 = 2\pi/a$, $qd \ll 1$, $\alpha q^2 \ll 1$, d — толщина феррита, α — константа неоднородного обмена. Тогда закон дисперсии для МСВ с учетом экранирования сверхпроводящим слоем [5] находится в безобменном приближении. В результате (1) и (3) можно записать в виде

$$q_{CB} = q \pm q_0 n, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} (\omega_H + \alpha q_{CB}^2 \cdot \omega_m) (\omega_H + \alpha q_{CB}^2 \omega_m + \omega_m) = \\ = (\omega_H + \omega_m) \cdot \omega_H + \frac{\omega_m^2}{2} \cdot qd \cdot F. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $F = \operatorname{Re} \frac{\nu^2 - 1}{\nu^2 + \nu \operatorname{cth} \kappa_s b} + 1$, $\nu = \kappa_s / q$, $\kappa_s^{-1} = \sqrt{q^2 - i \cdot 4\pi\sigma\omega/c^2}$ — комплексная глубина проникновения электромагнитного поля МСВ в ВТСП, σ — комплексная проводимость ВТСП, b — толщина ВТСП, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения феррита. Для однородного сверхпроводника при $T_c - T \ll T_c$, где T_c — температура перехода,

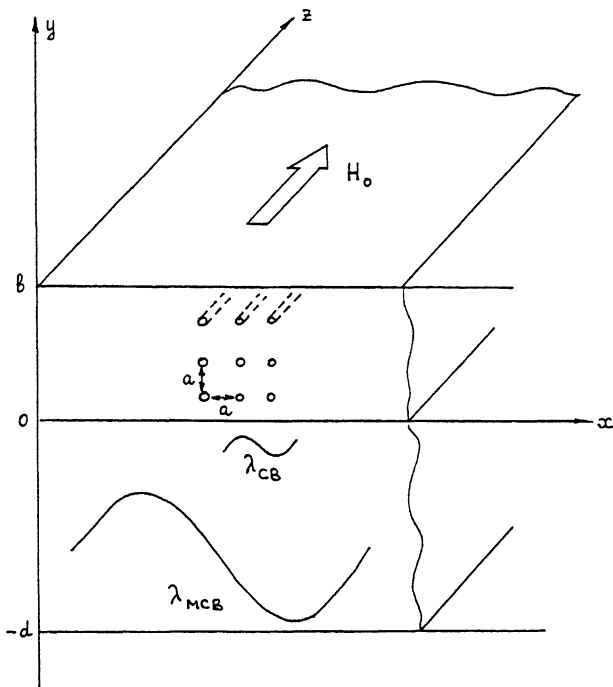


Рис. 1. Вид исследуемой структуры. 1 — пленка ВТСП в смешанном состоянии (показана только часть периодической решетки вихрей); 2 — пленка феррита.

$\nu \ll 1, \kappa_S \sim \Lambda_L$, где Λ_L — лондоновская глубина проникновения. В зависимости от толщины сверхпроводника коэффициент F меняется от $F = 1$ при $|\kappa_s^2|b/q \ll 1$ до $F = 2$ при $|\kappa_s^2|b/q \gg 1$ [5].

Из (4), (5) найдем резонансные волновые числа

$$q_n = q_0 \cdot n \frac{\kappa}{2} [1 \pm \kappa], \quad (6)$$

где

$$\kappa = \frac{4\alpha q_0 \cdot n}{dF} \left(2 \frac{\omega_H}{\omega_m} + 1 \right) \ll 1. \quad (7)$$

При $q = q_n$ возникает перестройка спектра и изменение затухания МСВ.

Механизм возникновения связанных волн состоит в следующем. Электромагнитное поле МСВ проникает в сверхпроводник и взаимодействует с вихревой решеткой. В результате этого взаимодействия в сверхпроводнике возбуждаются электромагнитные колебания с волновыми векторами $q_{1,2} = q_{МСВ} \pm q_0 n$, поля которых в свою очередь проникают

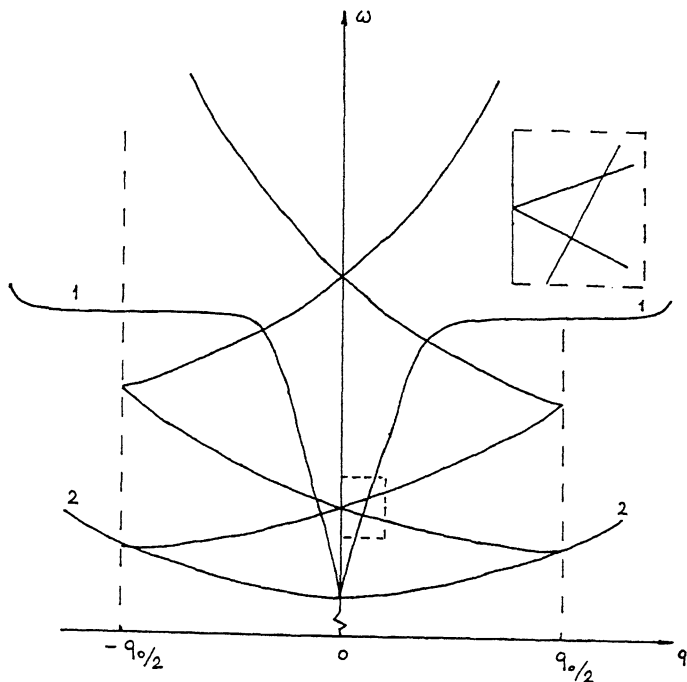


Рис. 2. Законы дисперсии $\omega(q)$ для МСВ и спиновых волн. 1 — законы дисперсии для МСВ; 2 — законы дисперсии для спиновых волн; остальные кривые — пространственные гармоники 2, приведенные к первой зоне Бриллюэна. На вставке изображена область резонанса МСВ с первыми пространственными гармониками спиновой волны.

в феррит. Электромагнитные колебания в феррите с волновыми векторами $q_{1,2}$ возбуждаются наиболее эффективно на частотах, соответствующих собственным колебаниям структуры. Такими собственными колебаниями и являются коротковолновые спиновые волны.

На рис. 2 схематически изображены дисперсионные зависимости для МСВ и спиновых волн, а также их пространственные гармоники, приведенные к первой зоне Бриллюэна. При $n = 1$ имеются два резонанса, соответствующих взаимодействию МСВ с гармониками СВ, распространяющимися по и против направления распространения МСВ.

Согласно (6), (7) резонансные волновые числа $q_n \ll q_0$ и зависят от волнового вектора решетки, как q_0^2 , а от магнитного поля (при $\omega_H \ll \omega_m$) как H_0 .

Для оценки возьмем $d = 10$ мкм, $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$ см $^{-2}$, $H_0 = (10^2 - 10^3)$ Э, $4\pi M_0$ (77К) = 2000 Гс. Это дает $q_0 \sim 10^5$ см $^{-1}$, $\mathcal{K} \sim 10^{-3}$, $q_n \sim (10 - 100)$ см $^{-1} \ll q_0$. Именно при таких параметрах в [4] наблюдались пики резонансного

поглощения в длинноволновой части спектра поверхностных МСВ.

Автор выражает благодарность П.Е.Зильберману и участникам семинара "Спинволновая электроника СВЧ" за поддержку и внимание к работе.

Список литературы

- [1] Афиногенов В.Б. и др. // СФХТ. 1989. Т. 2. В. 12. С. 5-14.
- [2] Попков А.Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 112-117.
- [3] Альтман А.Б. и др. // СФХТ. 1990. Т. 2. В. 4. С. 564-569.
- [4] Лебедь Б.М. и др. // ФТТ. 1992. Т. 34. В. 2. С. 565-658.
- [5] Polzikova N.I., Raevskii A.O. // J. of Advanced Science. 1992. V. 4. N 3. P. 197-203.
- [6] Беспятых Ю.И. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 5. С. 1545-1552.
- [7] Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
21 августа 1993 г.