

01;05.4;09

©1995

## ВЛИЯНИЕ УПРУГО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ НА СПЕКТР ВОЛН ДЕЙМОНА-ЭШБАХА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ПОКРЫТИЕМ

*Ю.И.Беспятых, В.Василевский,  
В.Д.Харитонов, В.И.Шеглов*

В работах [1,2] анализировались особенности спектра поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре ферромагнетик-сверхпроводник второго рода, обусловленные вязким движением вихревой решетки сверхпроводника под действием поля ПМСВ. Была рассмотрена верхняя часть СВЧ диапазона, где сила вязкого трения вихрей намного превышает упругую возвращающую силу вихревой решетки ( $\omega \gg C_{11}/\eta$ , где  $\omega$  — частота ПМСВ,  $C_{11} \approx B^2/4\pi$  — упругий модуль вихревой решетки; магнитная индукция в сверхпроводнике определяется обычным соотношением  $\Phi_0 = BS_0$ , где  $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$  — квант магнитного потока,  $S_0$  — площадь элементарной ячейки вихревой решетки; в рассматриваемом интервале полей  $B \approx H_e$ , где  $H_e$  — поле подмагничивания; коэффициент вязкости  $\eta = \phi_0 H_{c2}/\rho c^2$ ,  $H_{c2}$  — второе критическое поле,  $\rho$  — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии). В настоящей работе анализируется спектр ПМСВ в упомянутой структуре в нижней части СВЧ диапазона, где упругая возвращающая сила много больше силы вязкого трения вихрей ( $\omega \ll C_{11}d^2/\eta\lambda_L^2 \ll C_{11}/\eta$ , где  $d$  — период вихревой решетки,  $\lambda_L$  — лондоновская глубина). Для описания вихревой решетки сверхпроводника используется континуальное приближение, которое для традиционных низкотемпературных сверхпроводников справедливо лишь при длинах волн, больших или порядка метра [3]. С ростом температуры Кюри область применимости континуального приближения увеличивается и для некоторых высокотемпературных сверхпроводников простирается вплоть до сантиметрового диапазона. Инерционностью вихрей, как и в [1,2], будем пренебрегать, что справедливо для всего диапазона СВЧ [4].

Как и в [2], рассматриваем структуру, состоящую из ферромагнитного слоя ( $-L \leq y \leq 0$ ), и прилегающего к нему сверхпроводящего полупространства ( $y > 0$ ), находя-

щуюся в касательном поле подмагничивания  $\mathbf{H}_e \parallel \mathbf{n}_z$ , превышающем поле насыщения изолированного ферромагнетика. Ферромагнетик обладает магнитной анизотропией типа "легкая ось" с константой анизотропии  $\beta$  и осью  $\eta_A$ , перпендикулярной поверхности слоя ( $\mathbf{n}_A \parallel \mathbf{n}_y$ ). Далее анализируется интервал полей  $H_{C1} \ll H_e \ll H_{C2}$  ( $H_{C1}$  — первое критическое поле), когда для описания сверхпроводника применимо лондоновское приближение. Кроме того, считаем  $d \ll \lambda$ ,  $k\lambda_L \ll 1$ , где  $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$  — волновой вектор ПМСВ. Процедура вычислений, подробно описанная в [2], позволяет рассчитать диссипативную функцию сверхпроводника, а также гиббсовский потенциал системы как функцию намагниченности ферромагнетика и смещений вихрей. В данном случае удастся исключить смещения из выражения для потенциала Гиббса с помощью граничных условий; в итоге получаем следующие уравнения для переменной части намагниченности в рассматриваемой структуре (мы пренебрегаем обменом в ферромагнетике):

$$\begin{aligned}
 & h m_{\mathbf{k}}^x - i\Omega m_{\mathbf{k}}^y + \frac{k_x}{2} \int_{-L}^0 dy' \left\{ \left[ \frac{k_x}{k} m_{\mathbf{k}}^{x'} + i m_{\mathbf{k}}^{y'} \operatorname{sgn}(y - y') \right] \right\} e^{-k|y-y'|} + \\
 & + \left( \frac{k_*}{k} m_{\mathbf{k}}^{x'} + i m_{\mathbf{k}}^{y'} \right) e^{k(y+y')} \cdot [1 - \zeta(\mathbf{k})] = 0, \\
 & (h + 1 - Q) m_{\mathbf{k}}^y + i\Omega m_{\mathbf{k}}^x + \frac{k}{2} \int_{-L}^0 dy' \times \\
 & \times \left\{ \left[ -m_{\mathbf{k}}^{y'} + i \frac{k_x}{k} m_{\mathbf{k}}^{x'} \operatorname{sgn}(y - y') \right] \right\} e^{-k|y-y'|} + \\
 & + \left( m_{\mathbf{k}}^{y'} - i \frac{k_x}{k} m_{\mathbf{k}}^{x'} \right) e^{k(y+y')} \cdot [1 - \zeta(\mathbf{k})] = 0, \\
 & \mathbf{m}'_{\mathbf{k}} \equiv \mathbf{m}_{\mathbf{k}}(y'),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где Фурье-представление для намагниченности определяется обычным образом:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{m}_{\mathbf{k}}(y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r}_{\perp} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp}} \mathbf{m}(\mathbf{r}), \\
 \mathbf{m}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp}} \mathbf{m}_{\mathbf{k}}(y), \quad \mathbf{r}_{\perp} = (\mathbf{x}, 0, z),
 \end{aligned}$$

$\Omega = \omega/\omega_m$ ,  $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M_0$  — намагниченность насыщения ферромагнетика,  $h = \omega_H/\omega_m$ ,  $\omega_H = \gamma H_e$ ,  $Q = \beta/4\pi$  — фактор качества. Параметр “магнитоупругой связи” намагниченности со смещениями вихрей равен

$$\xi(k) = k_z^2/2k(\tilde{q} + 2k_z^2/k), \quad (2)$$

где обратная глубина проникновения переменного магнитного потока в сверхпроводник определяется выражением:

$$\tilde{q}^2 = k_z^2 + ik_0^2, \quad (3)$$

причем  $k_0^2 = 2H_{c2}/\delta^2 H_e$ ,  $\delta = c\sqrt{\rho/2\pi\omega}$  — скин-глубина.

Из (1) легко получить дисперсионное соотношение для ПМСВ (для простоты мы положим  $Q = 0$ ):

$$\text{th}qL = qk\omega_H \cos^2 \varphi /$$

$$\left\{ (q^2 \sin^2 \varphi - k^2)\omega_H + (q^2 - k^2)(\omega \sin \varphi + \omega_m \sin^2 \varphi) - \frac{\xi(k)}{2}(q^2 - k^2) [\omega_H(1 + \sin^2 \varphi) + 2\omega \sin \varphi + \omega_m \sin^2 \varphi] \right\}, \quad (4)$$

где  $q^2/k^2 = 1 + \omega_H\omega_m \cos^2 \varphi / [\omega^2 - \omega_H(\omega_H + \omega_m)]$ ,  $\varphi$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и полем  $\mathbf{H}_e$ .

Использованное в работе приближение справедливо при  $k\lambda_L \ll 1$ ,  $d \ll \lambda_L$ ,  $|\tilde{q}|\lambda_L \ll 1$ . Первое неравенство, как правило, выполняется. Второе неравенство эквивалентно условию

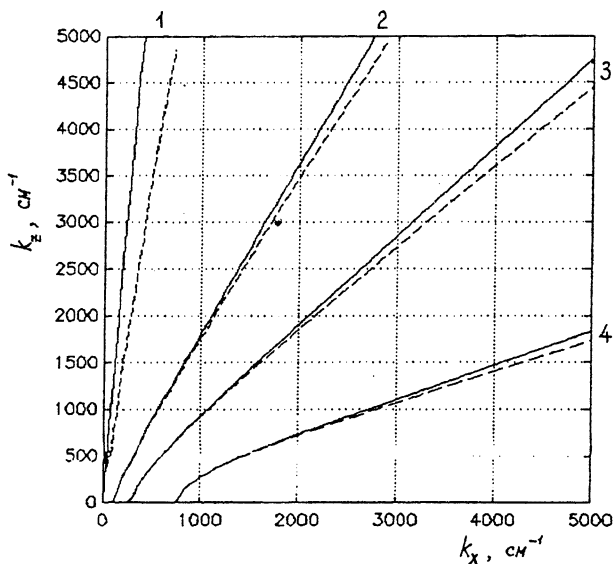
$$H_e \gg \Phi_0 \lambda_L^{-2} \quad (5)$$

и определяет допустимый диапазон полей подмагничивания. Последнее условие определяет верхнюю границу частотного диапазона и при  $k_z = 0$  сводится к неравенству

$$\omega \ll C_{11}d^2/\eta\lambda_L^2 \approx H_e\Phi_0/4\pi\eta\lambda_L^2 \sim T_c H_e/\hbar H_{c2}, \quad (6)$$

совпадающему с условием [3] применимости континуального приближения. Для высокотемпературного сверхпроводника  $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1})_2\text{CuO}_4$  с параметрами  $T = 36.5$  К,  $\rho = 0.55$  мОм·см,  $H_{c2} = 5.3 \cdot 10^5$  Э,  $\lambda_L = 2500$  Å [5] требования (5), (6) сводятся к условиям:  $H_e > 320$  Э,  $\omega(c^{-1}) \ll 1.2 \cdot 10^8 H_e(\text{Э})$ .

Как видно из (2)-(4), “магнитоупругая связь” приводит как к сдвигу частоты, так и к затуханию ПМСВ:  $\omega \rightarrow \omega + \Delta\omega' = i\Delta\omega''$ . На рисунке изображены изочастотные кривые дисперсионного уравнения (4) для структуры из массивного сверхпроводника  $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.12})\text{CuO}_4$  и пленки железозитриевого граната ( $M_0 = 140$  Гс) толщиной 15 мкм при



Изохастотные кривые ПМСВ (сплошные линии — для структуры ферромагнетик-идеальный металл, штриховые — для структуры ферромагнетик-сверхпроводник); 1 —  $f = \omega/2\pi = 3$  ГГц, 2 —  $f = 4$  ГГц, 3 —  $f = 5$  ГГц, 4 —  $f = 6$  ГГц.

$H_e = 500$  Э и  $k_x > 0$ . Видно, что угол отсечки для ПМСВ в рассматриваемой структуре существенно отличается от угла отсечки в структуре ферромагнетики-идеальный металл. При  $k_x < 0$  различие изохастотных кривых для этих двух структур незначительно. Приведем оценку для сдвига частоты и затухания ПМСВ при  $kL \sim 1$  и  $k_x > 0$ :

$$\Delta\omega'/\omega_m \approx 10^{-1} \cdot \begin{cases} k_z^2/kk_0, & k_z \ll k_0 \\ 2|k_z|/k(1 + 2|k_z|/k), & k_z \gg k_0 \end{cases}, \quad (7)$$

$$\Delta\omega''/\omega_m \approx 10^{-1} \cdot \begin{cases} k_z^2/kk_0, & k_z \ll k_0 \\ k_0^2/k|k_z|(1 + 2|k_z|/k)^2, & k_z \gg k_0 \end{cases}.$$

Как видно из (7), при  $k \sim 10^3$  см<sup>-1</sup>,  $\omega \sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup> (так что  $k_0 \sim 10^4$  см<sup>-1</sup>) величина  $\Gamma = \Delta\omega''/\omega_m$  может достигать значения порядка  $10^{-2}$ , что на порядок превышает собственное затухание. Отметим, что затухание ПМСВ (в отличие от сдвига частоты) как функция  $\varphi$  имеет максимум [1,2,6] в точке  $\varphi_0$ , такой что  $k(\varphi_0) \cos \varphi_0 \sim k_0$ ; величина этого максимума  $\Gamma_{\max} \sim 10^{-1} \cos \varphi_0$ , что может на два порядка превышать собственное затухание. При  $k_x < 0$  как сдвиг частоты, так и затухание пренебрежимо малы.

Пиннинг вихрей в простейшей модели может быть учтен заменой  $C_{11} \rightarrow C_{11} + \alpha_L$ , где  $\alpha_L$  — константа Лабуша. Для  $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1})_2\text{CuO}_4$  критическая плотность тока  $j_c = 6 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ , отсюда для точечных дефектов размером  $10^{-7} \text{ см}$  получим  $\alpha_L \sim 10^3 \text{ эрг/см}^3$ , а для гранул размером  $10 \text{ мкм}$ ,  $\alpha_L \sim 10^{-1} \text{ эрг/см}^3$ , в то время как при  $H = 500 \text{ Э}$ ,  $C_{11} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ . Следовательно, наличие таких центров пиннинга не влияет на полученные результаты. Более существенным оказывается пиннинг на стенке краевых дислокаций [7], при плотности которых порядка  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  получаем  $\alpha_L \approx 2.2 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3 > C_{11}$ . Учет этого пиннинга приводит к более быстрому по сравнению с рисунком выходу изочастотных кривых на асимптоты. Максимальное значение затухания  $\Gamma_{\text{max}}$  (и величина  $k_0$ , соответствующая максимуму) уменьшается по сравнению с ситуацией без пиннинга в  $\sqrt{\alpha_L/C_{11}} \approx 3$  раза, что по-прежнему может намного превышать собственное затухание.

Таким образом, рассмотренный механизм ПМСВ оказывается важным не только для монокристаллических, но и для гранулированных сверхпроводников.

#### Список литературы

- [1] *Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 23. С. 27–32.
- [2] *Беспятых Ю.И., Василевский В., Гайдек М., Симонов А.Д., Харитонов В.Д.* // ФТТ. 1993. Т. 35. В. 11. С. 2983–2992.
- [3] *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* // УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 413–448.
- [4] *Шмидт В.В.* // Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 240 с.
- [5] *Головашкин А.И.* // УФН. 1987. Т. 152. № 4. С. 553–573.
- [6] *Зубков В.И., Лебедь Б.М., Локк Э.Г., Харитонов В.Д., Шеглов В.И., Яковлев С.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 15. С. 5–9.
- [7] *Галайко В.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. № 8. С. 294–298.

Высшая  
инженерная школа  
Радом,  
Польская Республика

Поступило в Редакцию  
14 июня 1995 г.