

01;06;09

Распространение электромагнитных волн в периодических структурах со слоями сверхпроводника с электродинамическими параметрами в области нелинейности динамического смешанного состояния

© А.Г. Глуценко, М.В. Головкина

Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики,
443010 Самара, Россия
e-mail: golovkina@psati.ru

(Поступило в Редакцию 25 декабря 2006 г.)

Рассмотрено распространение электромагнитных волн в периодических структурах сверхпроводник второго рода–диэлектрик для случая, когда сверхпроводник находится в области нелинейности динамического смешанного состояния, описываемого в рамках теории Ларкина–Овчинникова. Получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся в различных направлениях. Показана возможность усиления электромагнитных волн за счет взаимодействия с движущейся решеткой вихрей Абрикосова.

PACS: 41.20.Jb, 74.25.Op, 74.78.Fk

Взаимодействие электромагнитной волны с движущейся решеткой вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода может привести к усилению волны [1,2]. При этом усиление наблюдается при совпадении фазовой скорости волны со скоростью движения вихревой решетки. Недавно была показана возможность усиления ультразвуковых волн движением вихревой структуры со скоростью, гораздо меньшей фазовой [3]. Покажем возможность усиления электромагнитных волн в периодической структуре сверхпроводник второго рода — диэлектрик в случае, когда сверхпроводник находится в области неоднородного сверхпроводящего состояния, описываемого теорией Ларкина–Овчинникова.

Рассмотрим бесконечную периодическую структуру, состоящую из слоев диэлектрика толщины d_1 , которые разделяются тонкими слоями сверхпроводника второго рода (СП) толщины t , причем $t \ll \lambda$, где λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник (рис. 1). Направим ось y перпендикулярно

границам раздела слоев, оси x и z — параллельно границам раздела. Внешнее магнитное поле B_{y0} , превышающее первое критическое поле для СП, направлено противоположно оси y . По слоям СП параллельно границам раздела слоев в направлении оси Oz протекает транспортный ток. При плотности тока, превышающей критическое значение j_c , решетка вихрей Абрикосова в слоях СП приходит в движение со скоростью v вдоль оси Ox . Рассмотрим распространение в данной структуре H -волны в плоскости xOy под углом θ к оси Oy . Для простоты будем полагать, что в плоскости слоев поля зависят только от одной координаты, и положим $\partial/\partial z = 0$. Наличие тонкого сверхпроводящего слоя толщиной $t \ll \lambda$ ввиду малости толщины можно учесть введением специального двустороннего граничного условия [2]. В безынерционном линейном приближении и без учета упругой „жесткости“ вихревой решетки граничное условие записывается следующим образом [2]:

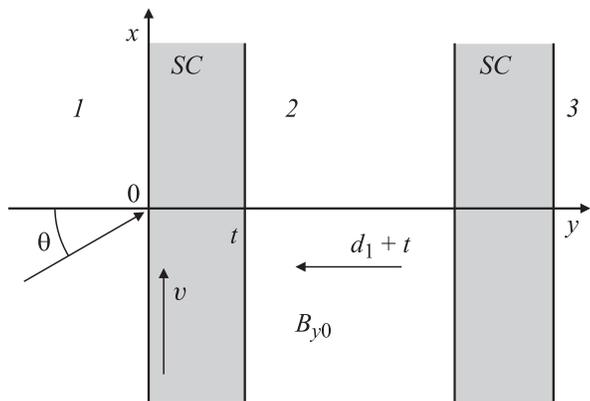


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры. 1, 2, 3 — слои диэлектрика, SC — слои сверхпроводника второго рода.

$$\frac{\partial B_y}{\partial t}(y=t) + \frac{j_z \Phi_0}{\eta} \frac{\partial B_y}{\partial x}(y=t) = \frac{B_{y0}}{t\eta} \frac{\partial}{\partial x} [H_x(y=t) - H_x(y=0)], \quad (1)$$

где j_z — плотность тока в сверхпроводящем слое, η — коэффициент вязкости магнитного вихря, Φ_0 — квант магнитного потока.

На массивных сверхпроводниках второго рода дифференциальное сопротивление смешанного состояния имеет вид [4]:

$$\rho_f = \frac{\Phi_0 B}{\eta},$$

где η — коэффициент вязкости магнитного вихря, зависящий только от температуры T и индукции магнитного

поля B и при постоянстве этих параметров определяющий линейный участок вольт-амперной характеристики (ВАХ) сверхпроводника. В тонких пленках такой линейный участок ВАХ существует только в узкой области токов, ненамного превышающих критический ток. При дальнейшем увеличении транспортного тока в пленке идет нелинейная область, содержащая скачки и срывы напряжения на ВАХ. Объяснение этим явлениям дает теория Ларкина–Овчинникова [5].

Пусть в слоях сверхпроводника осуществляется хороший теплоотвод и решетка находится в равновесии с термостатом, а времена энергетической релаксации из-за межэлектронных столкновений больше или порядка времени электрон-фононного взаимодействия, что соответствует большому времени энергетической релаксации. Теория Ларкина–Овчинникова дает следующие основные выражения [6]:

$$\eta(v) = \eta(0) \frac{1}{1 + (v/v^*)^2}, \quad (2)$$

где v^* — критическая скорость, при которой наблюдается максимум силы вязкого трения,

$$v^{*2} = \frac{D(14\xi(3))^{1/2}(1 - T/T_c)^{1/2}}{\pi\tau_e}, \quad D = \frac{1}{3}v_F l, \quad (3)$$

$$\eta(0) = 0.45 \frac{\sigma_n T_c}{D} (l - T/T_c)^{1/2}.$$

Здесь D коэффициент диффузии, v_F — фермиевская скорость, l — длина свободного пробега электронов, τ_e — время энергетической релаксации электронов, σ_n — проводимость сверхпроводника в нормальном состоянии, $\xi(3)$ — римановская дзета-функция для 3. Данные выражения справедливы вблизи критической температуры T_c для слабых полей $B/B_{c2} < 0.4$.

С учетом (2) граничное условие (1) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{2\Phi_0}{\eta(0)v^{*2}} \frac{\partial B_y}{\partial t} + \left(\frac{1}{j_z} \pm \sqrt{\frac{1}{j_z^2} - \frac{4\Phi_0^2}{\eta(0)^2 v^{*2}}} \right) \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ = \frac{B_{y0}}{t} \left(\frac{1}{j_z} \pm \sqrt{\frac{1}{j_z^2} - \frac{4\Phi_0^2}{\eta(0)^2 v^{*2}}} \right) \\ \times \frac{\partial}{\partial x} [H_x(y=0) - H_x(y=t)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для того чтобы найти дисперсионное соотношение, используем матричный метод. Если m — матрица преобразования, связывающая компоненты полей E_z и H_x на границах $y = d_1 + t$ и $y = 0$, дисперсионное соотношение для бесконечной периодической структуры имеет вид [7]

$$\cos \bar{k}d = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}), \quad (5)$$

где \bar{k} — блоховское волновое число для H -волны, m_{11} и m_{22} — диагональные элементы матрицы m . Записав

граничное условие (4) в виде матрицы m_1 , связывающей поля на границах $y = t$ и $y = 0$, и используя известную матрицу преобразования для слоев диэлектрика m_2 [7], находим матрицу преобразования для одного периода структуры в виде произведения $m = m_1 m_2$. Искомое дисперсионное соотношение для H -волны для рассматриваемой структуры сверхпроводник–диэлектрик имеет вид

$$\cos \bar{k}d = \cos k_y d_1 + C \sin k_y d_1, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} C = \frac{i\omega\mu_0 t j_z^2}{2k_y B_{y0}} \sqrt{1 - \frac{4\Phi_0^2 j_z^2}{\eta(0)^2 v^{*2}}} \\ \times \left[\frac{2\Phi_0}{\eta(0)v^{*2}} \left(\sqrt{1 - \frac{4\Phi_0^2 j_z^2}{\eta(0)^2 v^{*2}}} \pm 1 \right)^{-1} \mp \frac{k_x}{\omega j_z} \right], \end{aligned}$$

где k_x — проекция волнового вектора проходящей волны на ось Ox , ω — частота проходящей волны. Верхний знак соответствует волне, распространяющейся в положительном направлении оси y , нижний — волне, распространяющейся в обратном направлении. Мнимая часть блоховского волнового числа \bar{k}'' равна нулю, если в формуле (6) $C = 0$, что соответствует двум значениям плотности транспортного тока

$$j_{z1} = \frac{\eta(0)v^*}{2\Phi_0} \quad \text{при} \quad v = v^*, \quad (7)$$

$$j_{z2} = \frac{\omega\eta(0)}{k_x\Phi_0[1 + \omega^2/(v^{*2}k_x^2)]}. \quad (8)$$

Плотность транспортного тока j_{z2} , рассчитанная по формуле (8), является для периодической структуры сверхпроводник–диэлектрик частотно независимой величиной. Значение j_{z1} зависит только от параметров сверхпроводника, j_{z2} — от параметров как сверхпроводника, так и диэлектрика. Для эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на подложке MgO при температуре $T = 79.65 \text{ K}$ в магнитном поле 1 T скорость $v^* = 2000 \text{ m/s}$ [6], тогда при значении коэффициента вязкости магнитного вихря $\eta = 10^{-8} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$ [4] плотность транспортного тока $j_{z1} = 4.8 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$. Плотность тока j_{z2} в зависимости от угла θ принимает значения от $2 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ для больших углов до $2 \cdot 10^7$ для $\theta = 0.01$. Зависимость фазовой постоянной и коэффициента затухания от плотности транспортного тока j_z представлена на рис. 2. Рис. 2, *a* соответствует выбору верхнего знака в формуле (6), рис. 2, *b* — нижнего знака в формуле (6). Из рис. 2, *b* видно, что коэффициент затухания \bar{k}'' меняет знак при $j_z = j_{z1}$. При этом положительные значения коэффициента затухания соответствуют усилению электромагнитной волны за счет энергии движущейся решетки вихрей Абрикосова.

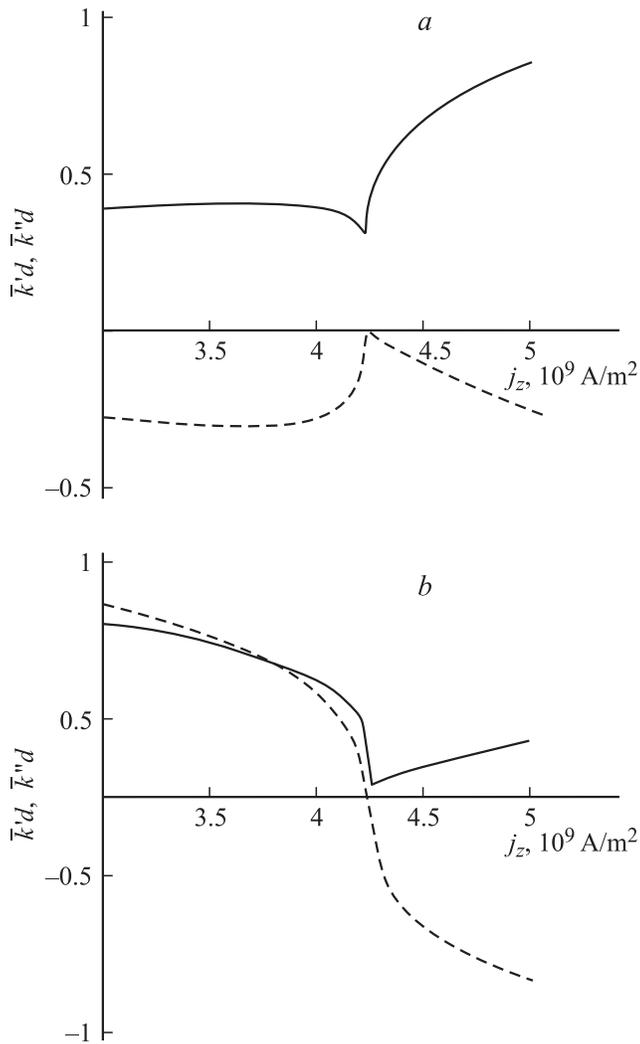


Рис. 2. Зависимость фазовой постоянной $\bar{k}'d$ (сплошная линия) и коэффициента затухания $\bar{k}''d$ (пунктир) от плотности транспортного j_z тока в слоях сверхпроводника. Толщина диэлектрических слоев $d_1 = 6 \mu\text{m}$, толщина СП-слоев $t = 50 \text{ nm}$, $B_{y0} = 1 \text{ T}$, $\theta = 0.1$, $\eta = 10^{-8} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$, $v^* = 1750 \text{ m/s}$.

Таким образом, показано, что при распространении электромагнитной волны в периодической структуре с тонкими слоями сверхпроводника второго рода, находящегося в области нелинейности динамического смешанного состояния, возможно усиление волн при скоростях движения решетки вихрей, существенно меньших фазовой скорости волны. Зависимость коэффициента затухания \bar{k}'' от j_z дает возможность управления затуханием и усилением волны путем изменения величины транспортного тока. Это значительно расширяет возможности практического применения тонкопленочных сверхпроводящих структур в резистивном состоянии.

Список литературы

- [1] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 5. С. 9–14.
- [2] Глущенко А.Г., Головкина М.В. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С. 9–12.
- [3] Гутлянский Е.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 2. С. 77–81.
- [4] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука. 1982. 240 с.
- [5] Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1915–1927.
- [6] Дмитренко И.М. // Физика низких температур. 1996. Т. 22. № 8. С. 849–869.
- [7] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.