

УДК 537.876.46

*ГОЛОВКИНА Мария Вилевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (г. Самара). Автор 4 научных публикаций*

## **ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК–СВЕРХПРОВОДНИК**

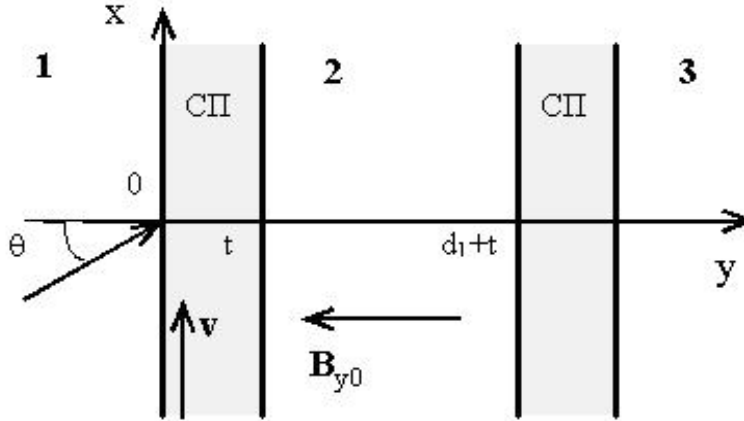
Рассмотрено распространение электромагнитных волн в одномерной периодической структуре, содержащей чередующиеся слои полупроводника и тонкие слои сверхпроводника второго рода, находящегося в смешанном состоянии. Показана возможность усиления электромагнитных волн в рассматриваемой структуре за счет взаимодействия с движущейся решеткой вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника.

*Электромагнитные волны, периодические структуры, усиление*

**Введение.** С открытием в 1986 году высокотемпературных металлооксидных сверхпроводников актуальными стали вопросы их практического применения в микроэлектронике. Успехи, достигнутые в области нанотехнологий, позволяют создавать ультратонкие пленки сверхпроводящих материалов, толщина которых составляет несколько атомных слоев. Ранее было показано, что взаимодействие электромагнитной волны с движущейся решеткой вихрей Абрикосова в тонких сверхпроводниках второго рода может привести к усилению волны [1–3]. При этом усиление наблюдается при совпадении фазовой скорости волны со скоростью движения вихревой решетки. В данной работе мы рассмотрим распространение электромагнитных волн в сверхрешетке *сверхпроводник второго рода – полупроводник*. Существенным отличием таких сверхрешеток от решеток *сверхпроводник–диэлектрик* является

наличие частотной дисперсии диэлектрической проницаемости полупроводника, поэтому в периодической структуре *сверхпроводник–полупроводник* возможно возникновение новых типов волн, распространяющихся с различными фазовыми скоростями. Наличие дрейфа свободных носителей зарядов в полупроводнике под действием внешнего электрического поля может привести к появлению различного вида неустойчивостей электромагнитных волн.

**Дисперсионное уравнение для периодической среды *сверхпроводник–полупроводник*.** Рассмотрим бесконечную периодическую структуру, состоящую из слоев полупроводника толщины  $d_1$ , которые разделяются слоями сверхпроводника второго рода толщины  $t$ , причем  $t \ll \lambda$ , где  $\lambda$  – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник (рис. 1). Направим ось  $y$  перпендикулярно границам раздела слоев, оси  $x$  и  $z$  параллельно



**Рис. 1.** Геометрия структуры. Электромагнитная волна падает на периодическую структуру под углом  $\theta$ : слои 1, 2, 3 – полупроводник, слои СП – сверхпроводник

границам раздела. Внешнее магнитное поле  $B_{y0}$ , превышающее первое критическое поле для сверхпроводника, направлено противоположно оси  $y$ . По слоям сверхпроводника параллельно границам раздела слоев в направлении оси  $Oz$  протекает транспортный ток. При плотности тока, превышающей критическое значение  $J_c$ , решетка вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника приходит в движение со скоростью  $v$  вдоль оси  $Ox$ . Рассмотрим распространение в данной структуре Н-волны, эффективно взаимодействующей с вихревой структурой. Пусть волна распространяется в плоскости  $xOy$  под углом  $\theta$  к оси  $Oy$ . Для простоты будем предполагать, 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 двухстороннего граничного условия [1]. В безынерционном линейном приближении и без учета упругой «жесткости» вихревой решетки граничное условие записывается следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_y}{\partial t}(y=t) + \frac{j_{z0} \cdot \Phi_0}{\eta} \frac{\partial B_y}{\partial x}(y=t) = \\ = \frac{B_{y0}}{t} \frac{\partial}{\partial x} [H_x(y=t) - H_x(y=0)], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $j_{z0}$  – плотность тока в сверхпроводящем слое,  $\eta$  – коэффициент вязкости магнитного вихря,

$\Phi_0$  – квант магнитного потока.

Рассмотрим один период исследуемой структуры, содержащий один тонкий слой сверхпроводника и слой диэлектрика. Его толщина  $d = d_1 + t$ , где  $d_1$  – толщина слоя полупроводника. Граничное условие (1) можно записать в виде матрицы  $M_1$ , связывающей поля на границах  $y = 0$  и  $y = t$ . Матрица преобразования для полупроводникового слоя имеет вид [4]

$$M_2 = \begin{pmatrix} \cos k_y d_1 & \frac{i\omega\mu_0}{k_y} \sin k_y d_1 \\ \frac{ik_y}{\omega\mu_0} \sin k_y d_1 & \cos k_y d_1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

где  $k_y = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_{eff}\mu}\sin\theta$ ,  
 $\varepsilon_{eff}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Для описания эффективной диэлектрической проницаемости полупроводника воспользуемся гидродинамической моделью [5]:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{2\cos^2\theta + \sin^2\theta \left(1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}\right)}{2\left(\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon} + \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{\parallel}}\right)} \pm \frac{\sqrt{\left[2\cos^2\theta + \sin^2\theta \left(1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}\right)\right]^2 - 4\varepsilon_{\perp} \left(\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon} + \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{\parallel}}\right)}}{2\left(\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon} + \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{\parallel}}\right)},$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega - iv_e)}{\omega[(\omega - iv_e)^2 - \omega_c^2]},$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - iv_e)},$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega - iv_e)^2 - \omega_c^2]},$$

где  $v_e$  – эффективная частота столкновений,  
 $\omega_p$  – плазменная частота,  
 $\omega_c$  – циклотронная частота носителей заряда.

Поля в конце периода связаны с полями в начале периода посредством матрицы  $M = M_1 \cdot M_2$ . Дисперсионное соотношение для бесконечной периодической среды записывается в виде [4]

$$\cos Kd = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}), \quad (4)$$

где  $K$  – блоховское волновое число для Н-волны,  
 $m_{11}$  и  $m_{22}$  – диагональные элементы матрицы перехода  $M$ .

Искомое дисперсионное соотношение для Н-волны с учетом вида матриц  $M_1$  и  $M_2$ :

$$\cos Kd = \cos k_y d_1 + \frac{i\omega\mu_0 t}{2k_y B y_0} \left( \frac{\eta}{\Phi_0} - \frac{jz_0 k_x}{\omega} \right) \sin k_y d_1, \quad (5)$$

где  $k_x = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_{eff}\mu}\cos\theta$ .

Дисперсионное уравнение (5) по виду совпадает с дисперсионным уравнением для периодической среды *сверхпроводник–диэлектрик* [2], поэтому в такой среде также возможно усиление электромагнитных волн. Отличие заключается в том, что в полупроводниковых слоях нельзя выделить независимые ТЕ- и ТМ-волны. Здесь могут распространяться две эллиптически поляризованные волны, соответствующие наличию двух знаков в выражении (3). Частотная зависимость  $\varepsilon_{eff}$  приводит к существенным особенностям распространения обыкновенной и необыкновенной волны в решетках *сверхпроводник–полупроводник*, в результате которых возникают дополнительные полосы затухания и усиления.

Наличие мнимой части у блоховского волнового  $K$  числа указывает на то, что электромагнитная волна будет экспоненциально затухать при прохождении в глубь периодической среды. Однако при выполнении условия

$Im(K) = 0$  блоховское волновое число становится чисто действительным, и электромагнитная волна может проникать в глубь периодической структуры. При значениях  $Im(K) > 0$  наблюдается усиление электромагнитной волны за счет энергии, получаемой от движущейся решетки вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника. Равенство нулю  $Im(K)$  возможно при выполнении двух условий:

$$\frac{\eta\omega}{\Phi_0} - jz_0 k_x = 0 \quad (6)$$

или

$$\sin k_y d_1 = 0. \quad (7)$$

Учитывая выражение (3), эти условия можно записать в следующем виде

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\eta^2 \cdot c^2}{\Phi_0^2 j_{z0}^2 \sin^2 \theta}, \quad (8)$$

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\pi^2 c^2 n^2}{d_1^2 \cos^2 \theta \omega^2}, \quad n=1, 2, \text{ или } \varepsilon_{eff} = 0. \quad (9)$$

Решения уравнений (8), (9) в общем случае сложны. Для упрощения исследования рассмотрим предельный случай бесстолкновительной плазмы (когда эффективная частота соударений  $\nu_e=0$ ). Тогда выражение для эффективной диэлектрической проницаемости полупроводниковой среды (3) принимает следующий вид [5] (см. 10):

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{2(y^2 - 1)}{2(y^2 - 1)y^2 - \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} y^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{y^4 \frac{\omega_c^4}{\omega_p^4} \sin^4 \theta + 4 \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} y^2 (y^2 - 1) \cos^2 \theta}}, \quad (10)$$

где  $y = \frac{\omega}{\omega_p}$ . В данной формуле верхний знак «+» в знаменателе соответствует обыкновенной волне, а нижний знак «-» – необыкновенной волне. В дальнейшем для обозначения эффективной диэлектрической проницаемости необыкновенной волны будем использовать индекс 1, а для обыкновенной волны – индекс 2.

Эффективная диэлектрическая проницаемость для обыкновенной волны  $\varepsilon_{eff2}$  обращается в нуль в точке

$$y_{20} = 1. \quad (11)$$

Эффективная диэлектрическая проницаемость для необыкновенной волны обращается в нуль в двух точках:

$$y_{10} = \sqrt{1 \pm \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2}}. \quad (12)$$

Обсудим решение уравнения (8). Обозначим

$$\alpha = \frac{\eta^2 \cdot c^2}{\Phi_0^2 j_{z0}^2 \sin^2 \theta}, \text{ тогда уравнение (8) примет вид } \varepsilon_{eff} = \alpha. \text{ Оценим значение параметра } \alpha. \text{ При значениях коэффициента вязкости}$$

магнитного вихря  $\eta = 10^{-8} \frac{H \cdot c}{M^2}$  и плотности транспортного тока в сверхпроводнике

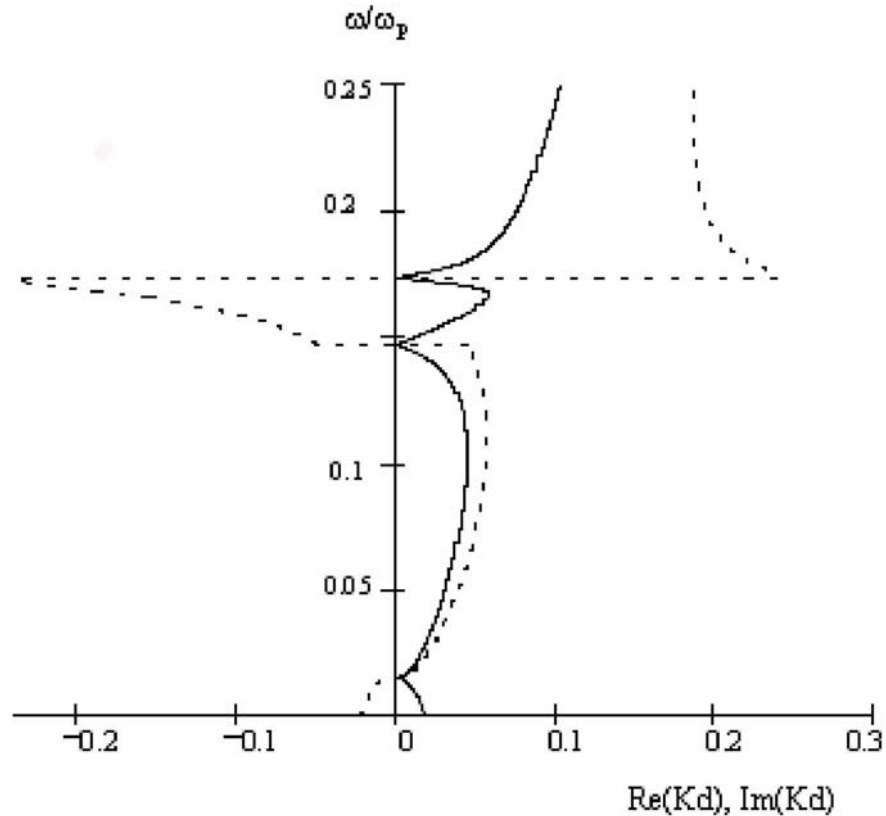
$$j_{z0} = 10^{10} \frac{A}{M^2} \text{ величина } \alpha \text{ очень велика:}$$

$$\alpha \sim \frac{10^{10}}{\sin^2 \theta}. \text{ В таком случае решение уравнения}$$

$\varepsilon_{eff} = \alpha$  соответствует резонансным частотам для  $\varepsilon_{eff}$ , при которых  $\varepsilon_{eff}$  обращается в бесконечность. Если уменьшить коэффициент

вязкости магнитного вихря  $\eta$  или увеличить плотность транспортного тока в сверхпроводнике  $j_{z0}$  [6, 7], то параметр  $\alpha$  уменьшается, и возникает решение уравнения  $\varepsilon_{eff} = \alpha$  для обыкновенной волны на частотах, не совпадающих с резонансной частотой для  $\varepsilon_{eff}$ . Соответствующая дисперсионная зависимость показана на рис. 2. Из дисперсионной кривой видно, что в точках, соответствующих решению уравнения  $\varepsilon_{eff} = \alpha$  ( $\omega_1 = 0,025 \omega_p$ ,  $\omega_2 = 0,15 \omega_p$  и  $\omega_3 = 0,19 \omega_p$ ), мнимая часть блоховского волнового вектора  $K$  равна нулю. При этом на частотах  $\omega < \omega_1$  и  $\omega_2 < \omega < \omega_3$  наблюдается затухание, а при  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  наблюдается усиление электромагнитной волны.

**Заключение.** В работе рассмотрено распространение электромагнитных волн в бесконечной одномерной периодической структуре *полупроводник–сверхпроводник*. Показано, что в рассмотренной структуре, как и в периодической структуре *сверхпроводник–диэлект-*



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые для бесконечной периодической среды *полупроводник–сверхпроводник* (обыкновенная волна): сплошная линия –  $\text{Re}(Kd)$ , пунктирная линия –  $\text{Im}(Kd)$ . Используемые параметры:  $\omega_p = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_c = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\nu_e = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ,  $\theta = 1,3$ ,  $\eta = 10^{-8} \text{ H} \cdot \text{c} / \text{M}^2$ ,  $d_1 = 3 \text{ мкм}$ ,  $\eta = 60 \text{ нм}$ ,  $j_{z0} = 10^{10} \text{ A} / \text{M}^2$

рик, может наблюдаться усиление электромагнитной волны за счет энергии движущейся вихревой структуры. Наличие частотной дисперсии в слоях полупроводника добавляет новые полосы усиления и затухания. Таким образом, на основе рассмотренной периодической структуры *сверхпроводник–полупроводник* воз-

можно создание СВЧ усилителей и фильтров, полосу усиления и задержки которых можно менять, изменяя значение плотности транспортного тока в сверхпроводнике или значение циклотронной частоты носителей заряда в полупроводнике посредством изменения величины внешнего магнитного поля.

### Список литературы

1. Потков А.Ф. Усиление магнитостатической волны потоком магнитных вихрей в структуре феррит–сверхпроводник // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 5. С. 9–14.
2. Глуценко А.Г., Головкина М.В. Отражение электромагнитной волны слоистой структурой сверхпроводник–диэлектрик // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С. 9–12.

3. *Их же*. Распространение электромагнитных волн в периодических структурах со слоями сверхпроводника с электродинамическими параметрами в области нелинейности динамического смешанного состояния // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 10. С. 118–120.
4. *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. С. 1–288.
5. *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М., 1973. С. 1–248.
6. *Дисперсия и затухание поверхностных магнитостатических волн в структуре ферромагнетик-сверхпроводник второго рода / Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек и др. // ФТТ. 1993. Т. 35, № 11. С. 2983–2989.*
7. *Ye M., Mehbood M., Deltour R.* High Critical Current Density in Epitaxial YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> Thin Films // Physica B. 1995. V. 204, № 1–4. P. 200206–1–8.

*Golovkina Maria*

### **CHARACTERISTICS OF ELECTROMAGNETIC WAVES PROPAGATION IN SEMICONDUCTOR – SUPERCONDUCTOR PERIODICAL STRUCTURES**

Propagation of electromagnetic waves in one-dimensional periodical structures composed of alternating semiconductor and thin type II superconductor layers is considered. It has been revealed that amplification of electromagnetic waves as a result of coupling of electromagnetic wave to the flux-line-lattice in superconducting can be observed.

*Контактная информация:  
e-mail: nauka77@yandex.ru*

Рецензент – *Матвеев В.И.*, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Поморского государственного университета имени М.В. Ломоносова