

05.4:09

Отражение электромагнитной волны слоистой структурой сверхпроводник–диэлектрик

© А.Г. Глущенко, М.В. Головкина

Поволжский институт информатики, радиотехники и связи, Самара

Поступило в Редакцию 3 апреля 1997 г.

Рассмотрено прохождение электромагнитной волны через бесконечную периодическую структуру сверхпроводник–диэлектрик, состоящую из чередующихся слоев диэлектрика и тонких слоев сверхпроводника второго рода. Наличие тонких слоев сверхпроводника учитывается введением соответствующего граничного условия. Получено дисперсионное соотношение для волн поперечной поляризации. Обнаружена резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения волны, толщины сверхпроводящей пленки и величины внешнего магнитного поля.

Движение вихревой структуры в высокотемпературных сверхпроводниках может быть использовано для усиления электромагнитных [1] и спиновых волн [2,3]. Периодические сверхпроводящие структуры обладают рядом принципиально новых по сравнению с однородными материалами свойств, однако для усиления волн ранее не использовались. Рассмотрим бесконечную периодическую структуру, состоящую из слоев диэлектрика толщины d_1 , которые разделяются тонкими слоями сверхпроводника второго рода толщины t , причем $t \ll \lambda$, где λ — длина волны (рис. 1). Направим ось Oy перпендикулярно границам раздела слоев, ось Ox параллельно границам раздела. Вся структура находится в магнитном поле B_{y0} , величина которого превышает значение первого критического поля для сверхпроводника, направленном противоположно оси Oy . Под действием транспортного тока, направленного перпендикулярно полю B_{y0} вдоль оси Oz , решетка вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника приходит в движение вдоль оси Ox . Рассмотрим распространение в данной структуре H -волны в плоскости xOy под углом θ к оси Oy . Для простоты будем предполагать, что в плоскости слоев поля зависят только от одной координаты, и положим $\partial/\partial z = 0$.

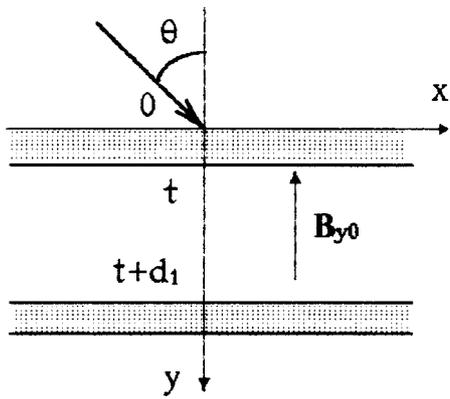


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

Наличие тонкого слоя сверхпроводника толщиной $t \ll \lambda$ ввиду малости толщины целесообразно учесть введением специального граничного условия. Рассмотрим слой сверхпроводника на границе $y = 0$. В безынерционном приближении и без учета упругой "жесткости" вихревой решетки (наличие упругих сил в вихревой решетке при ее деформации приводит к нелинейной связи волны с решеткой, которая в данном линейном приближении несущественна) граничное условие записывается следующим образом [2]:

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

где j_{z0} — плотность тока в сверхпроводящем слое, η — коэффициент вязкости магнитного вихря, Φ_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 диэлектрического слоя. Граничное условие (1) можно записать в виде матрицы M_1 , связывающей поля на границах $y = 0$ и $y = t$. Матрица преобразования M_2 , связывающая поля в конце и начале слоя диэлектрика, известна [4]. Тогда поля в конце периода

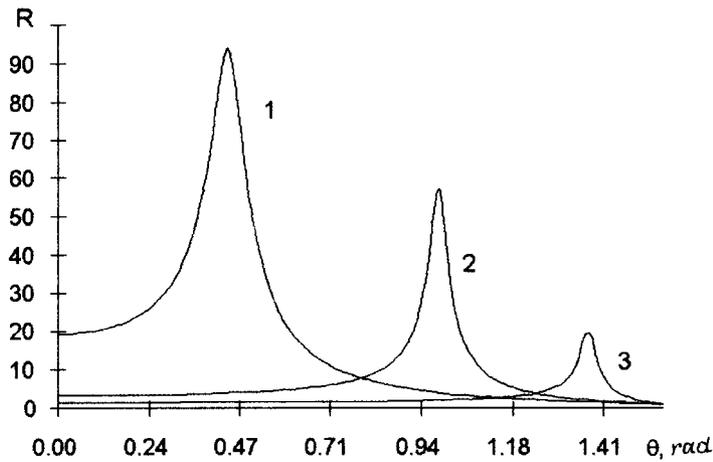


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения θ электромагнитной волны для различной толщины сверхпроводящего слоя t : кривая 1 — $t = 44$ nm, кривая 2 — $t = 43$ nm, кривая 3 — $t = 42$ nm. Используемые параметры: $B_{y0} = 5$ T, $d = 0.5 \mu\text{m}$, $\eta = 10^{-8}$ N/s/m², $j_{z0} = 10^8$ A/m², $\omega = 10^{10}$ Hz.

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

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

где K — блоховское волновое число для H -волны, m_{11} и m_{22} — диагональные элементы матрицы перехода M . Искомое дисперсионное соотношение для H -волны:

$$\cos Kd = \cos k_y d_1 + \frac{i\omega\mu_0 t}{2k_y B_{y0}} \left(\frac{\eta}{\Phi_0} - \frac{j_{z0} k_x}{\omega} \right) \sin k_y d_1, \tag{3}$$

где $k_x = (\omega/c)\sqrt{\epsilon\mu} \cos \theta$, $k_y = (\omega/c)\sqrt{\epsilon\mu} \sin \theta$. Наличие мнимой части у блоховского волнового числа указывает на то, что электромагнитная волна будет экспоненциально затухать при прохождении в глубь периодической среды. Однако при выполнении одного из условий: $\sin k_y d_1 = 0$

или $\eta/\Phi_0 - (j_{z0} \cdot k_x)/\omega = 0$, блоховское волновое число становится чисто действительным и электромагнитная волна может проникать в глубь периодической структуры.

На рис. 2 приведены результаты численного расчета коэффициента отражения R от угла падения θ для структуры, состоящей из одного слоя высокотемпературной сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ толщины t и одного слоя диэлектрика MgO толщины d на подложке SrTiO_3 . Для данной структуры коэффициент отражения очень сильно зависит от угла падения θ , толщины сверхпроводящей пленки t и величины внешнего магнитного поля B_{y0} . Резкий рост коэффициента отражения R наблюдается при выполнении условия $\text{Re}(Z_{in}) = -\omega\mu_0\mu_1/k_{y1}$, что удается обеспечить за счет изменения в широких пределах входного импеданса слоистой структуры Z_{in} путем изменения B_{y0} , j_{z0} , θ . Такое поведение коэффициента отражения R обусловлено взаимодействием электромагнитной волны с движущейся решеткой вихрей Абрикосова. Для рассмотренных структур эффект усиления наблюдается в магнитных полях B_{y0} порядка 5 Т, однако эти поля не превышают верхнего критического поля для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, оцениваемого в 30 Т при $T = 77$ К [5].

Высокие значения коэффициента отражения, резкая зависимость коэффициента отражения от частоты падающей волны, угла падения и величины внешнего магнитного поля B_{y0} делают возможным создание на основе рассмотренных структур управляемых магнитным полем новых устройств с высокой избирательностью параметров (в частности, усилителей и фильтров).

Список литературы

- [1] Глущенко А.Г. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 22. С. 11–14.
- [2] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 9–14.
- [3] Глущенко А.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 21. С. 26–30.
- [4] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [5] Малоземофф А.П., Галлахер У.Дж., Шволл Р.Е. // *Высокотемпературные сверхпроводники*. М.: Мир, 1988. С. 361–378.