

Т. Н. Рохманова, З. А. Майзелис, С. С. Апостолов, В. А. Ямпольский
Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: Rokhmanova@i.ua

УПРАВЛЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТЬЮ СЛОИСТОГО СВЕРХПРОВОДНИКА С ПОМОЩЬЮ СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Высокотемпературные слоистые сверхпроводники представляют собой материал, поддерживающий распространение электромагнитных волн терагерцевого диапазона, что перспективно с точки зрения различных приложений. Возможность управления коэффициентом отражения волны с помощью внешнего постоянного магнитного поля представляет особый интерес, поскольку магнитное поле является гибким инструментом настройки прозрачности образцов слоистых сверхпроводников. В работе показано, что благодаря нелинейной связи электромагнитного поля с током в слоистом сверхпроводнике коэффициент отражения электромагнитной волны зависит от величины внешнего магнитного поля. При этом наличие магнитного поля может приводить как к увеличению, так и уменьшению коэффициента отражения. Найдены аналитические выражения для коэффициента отражения и проанализировано его поведение при изменении параметров задачи. Особое внимание уделено проблеме минимизации коэффициента отражения в функции угла падения, величины статического магнитного поля и частоты волны. Определены условия практически полного уменьшения коэффициента отражения. Полученные результаты могут быть использованы для конструирования фильтров, детекторов и источников терагерцевого излучения. Ил. 5. Библиогр.: 19 назв.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, магнитное поле, коэффициент отражения.

Слоистые сверхпроводники вызывают интерес многих исследовательских групп как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Экспериментальные исследования [1, 2] показали, что электродинамика слоистых сверхпроводников может быть описана теоретической моделью, в которой тонкие сверхпроводящие слои (толщиной порядка 2–3 Å) разделены более толстыми слоями диэлектрика (толщиной около 15 Å и диэлектрической проницаемостью $\epsilon \sim 16$). Эти слои электродинамически связаны между собой за счет внутреннего эффекта Джозефсона. С фундаментальной точки зрения интерес к слоистым сверхпроводникам вызван особым типом плазмы, которая формируется внутри них – так называемой джозефсоновской плазмой (ДП). Ее основное свойство – анизотропия проводимости. Ток вдоль слоев имеет ту же природу, что и в обычных сверхпроводниках, и может быть описан в терминах лондоновской модели, в то время как ток поперек слоев имеет джозефсоновскую природу. Такая анизотропия способствует распространению джозефсоновских плазменных волн (ДПВ) [3, 4], частота которых лежит в терагерцевом диапазоне. Этот диапазон перспективен для различных применений в физике, астрономии, спектроскопии и др., однако все еще трудно достижим современными оптическими и электронными устройствами. Слоистые сверхпроводники, например высокотемпературные сильно анизотропные монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [5], могут быть использованы для создания таких устройств, что и вызывает интерес к ним с точки зрения прикладной науки.

ДП проявляет характерные для обычной плазмы свойства и специфические для слоистых сверхпроводников. Как и в обычной плазме, в

спектре ДП имеется щель: ДПВ могут распространяться с частотами выше пороговой частоты ω_j – так называемой джозефсоновской плазменной частоты. Теоретически было показано [6, 7], что, как и в обычной плазме, вдоль границы раздела между слоистым сверхпроводником и вакуумом могут распространяться поверхностные ДПВ. Возбуждение поверхностных ДПВ приводит к резонансным явлениям, подобным известным в оптике вудовским аномалиям (см., например, [8–10]). В отличие от обычной плазмы, поверхностные ДПВ могут распространяться с частотами не только ниже плазменной частоты, но и выше нее [7]. Кроме того, ДП может проявлять свойства, характерные для леворуких сред [7].

Так как ток J поперек слоев имеет джозефсоновскую природу и нелинейным образом ($J \sim \sin \varphi$) связан с межслойной градиентно-инвариантной разностью фаз параметра порядка φ , уравнения электродинамики слоистых сверхпроводников нелинейны. Это приводит к ряду нетривиальных нелинейных эффектов, например замедлению света [11], самофокусировки терагерцевых импульсов [11, 12], возбуждению нелинейных волноводных мод [13], самоиндуцированной прозрачности образцов слоистых сверхпроводников [14]. Предсказанное существенное увеличение прозрачности слоистых сверхпроводников с ростом амплитуды волны [14] было недавно обнаружено экспериментально [15].

В работах [16, 17] аналитически изучено влияние постоянного внешнего магнитного поля на поверхностные ДПВ, распространяющиеся поперек слоев в слоистом сверхпроводнике. В настоящей работе, продолжающей [16, 17], рассматривается влияние внешнего постоянного магнитного поля на отражение волн TM -поляризации

от полубесконечного образца слоистого сверхпроводника. Изучается возможность управления отражательной способностью сверхпроводника с помощью магнитного поля. Особое внимание уделяется условиям, при которых амплитуда отраженной волны оказывается минимальной или даже равной 0.

1. Геометрия задачи. Нами изучается отражение плоской электромагнитной волны TM -поляризации от полубесконечного слоистого сверхпроводника (рис. 1).

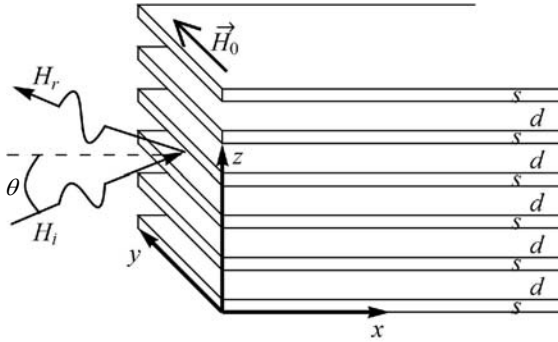


Рис. 1. Схематическое изображение отражения волны от образца слоистого сверхпроводника

Система координат выбрана таким образом, чтобы ось z была параллельна кристаллографической оси \bar{c} слоистого сверхпроводника (перпендикулярна сверхпроводящим слоям), а плоскость xu совпадала с кристаллографической плоскостью $\bar{a}\bar{b}$ (параллельна слоям). Образец находится во внешнем постоянном магнитном поле \vec{H}_0 , направленном вдоль оси y и параллельном границе сверхпроводник–вакуум. Волна падает под углом θ к поверхности образца, так что плоскость падения перпендикулярна оси y .

Падающая волна TM -поляризации имеет следующие компоненты поля:

$$\vec{E} = \{E_x, 0, E_z\}, \quad \vec{H} = \{0, H_y, 0\}. \quad (1)$$

2. Описание полей в исследуемой структуре. В вакуумной области поле состоит из падающей и отраженной от образца слоистого сверхпроводника волнами. Используя уравнения Максвелла, можно записать ненулевые тангенциальные компоненты поля волны в вакууме в следующей форме:

$$\begin{aligned} H_y &= H_i e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)} + H_r e^{i(-k_x x + k_z z - \omega t)}, \\ E_z &= -\frac{k_x}{k} \left(H_i e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)} - H_r e^{i(-k_x x + k_z z - \omega t)} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где H_i и H_r – амплитуды магнитного поля падающей и отраженной волн соответственно; $k_x = k \cos \theta$, $k_z = k \sin \theta$ – компоненты волнового

вектора; $k = \omega/c$ – модуль волнового вектора; θ – угол падения волны; c – скорость света.

Распределение поля внутри образца слоистого сверхпроводника и векторный потенциал \vec{A} можно получить из решения волнового уравнения [18]:

$$\text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} = -\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \quad (3)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость слоев диэлектрика; \vec{J} – плотность тока. Выбрана калибровка, в которой скалярный потенциал равен 0.

Связь векторного потенциала с электрическим и магнитным полем дается стандартными соотношениями

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (4)$$

Плотность тока сильно анизотропна не только по своей величине, но и по своей природе. Ток вдоль слоев описывается в рамках лондоновской модели

$$J_x = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2} A_x, \quad J_y = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2} A_y, \quad (5)$$

где λ_{ab} – лондоновская глубина проникновения поперек слоев. В то же время ток поперек слоев имеет джозефсоновскую природу

$$J_z = J_c \sin \varphi, \quad (6)$$

где J_c – максимальное значение плотности джозефсоновского тока; φ – разность фаз параметра порядка между соседними слоями.

Заметим, что z -компонента электрического поля вызывает нарушение электронейтральности сверхпроводящих слоев, что способствует возникновению дополнительной емкостной связи между ними. Эта связь может значительно влиять на распространение ДПВ с волновым вектором поперек слоев. Дисперсионное соотношение с учетом емкостной связи для линейных плоских ДПВ было получено в работе [19]. В соответствии с этим дисперсионным уравнением емкостная связь может играть существенную роль, если компонента k_z близка к k . В нашем же случае $k_z \sim k_x \sim \omega/c$, т. е. угол падения θ мал. В таких условиях емкостной связью можно пренебречь из-за малости параметра $\alpha = R_D^2 \varepsilon / sd$. Здесь R_D – дебаевский радиус в сверхпроводнике, s – толщина сверхпроводящего слоя, d – толщина диэлектрического слоя. В таком случае в континуальном пределе разность фаз φ связана с z -компонентой векторного потенциала соотношением [3]

$$A_z = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi, \quad (7)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ – квант магнитного потока.

Из уравнений (3)–(7) можно получить уравнение sin-Гордона для разности фаз φ

$$\sin \varphi + \frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \lambda_c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (8)$$

которое представляет собой континуальный предел системы связанных уравнений sin-Гордона. Здесь $\lambda_c = c/(\omega_J \varepsilon^{1/2})$ – лондоновская глубина проникновения вдоль слоев, $\omega_J = (8\pi e d J_c / \hbar \varepsilon)^{1/2}$ – джозефсоновская плазменная частота.

Здесь и дальше мы проводим все вычисления в первом приближении по малому параметру λ_{ab}/λ_c , равному примерно 1/200 для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($\lambda_{ab} = 2000 \text{ \AA}$, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$).

Из уравнений (3)–(7) можно получить выражение, связывающее магнитное поле H_y внутри сверхпроводника с разностью фаз φ :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y(x). \quad (9)$$

Далее рассмотрим распределение постоянного магнитного поля. Из уравнения (8) находим

$$\varphi_0(\xi) = -4 \arctg(e^{-\xi - \xi_0}), \quad (10)$$

где введена безразмерная координата $\xi = x/\lambda_c$. Константа ξ_0 определяется из граничного условия при $x = 0$ с учетом (9):

$$\xi_0 = \text{arch}\left(\frac{1}{h_0}\right), \quad h_0 = \frac{H_0}{\Phi_0} \pi d \lambda_c. \quad (11)$$

Здесь введено нормированное значение h_0 для внешнего статического магнитного поля H_0 .

Мы изучаем случай относительно слабых магнитных полей, когда нормированное значение $h_0 < 1$. Это соответствует условиям, когда джозефсоновские вихри не проникают в сверхпроводник.

Теперь вычислим распределение переменного поля, когда на фоне присутствующего в образце постоянного магнитного поля в образец проникает электромагнитная волна. Мы будем считать, что амплитуда падающей волны намного меньше амплитуды постоянного магнитного поля. В таком случае разность фаз параметра порядка представляется в виде суммы двух слагаемых

$$\varphi(\xi, z, t) = \varphi_0(\xi) + \varphi_v(\xi, z, t), \quad (12)$$

первое из которых описывается уравнением (10), а второе – малая добавка, осциллирующая с частотой падающей волны. Решение уравнения (8) для φ_v ищем в виде

$$\varphi_v = a(\xi) e^{i(k_z z - \omega t)}. \quad (13)$$

Раскладывая по малому параметру φ_v , получаем дифференциальное уравнение на амплитуду $a(\xi)$

$$\frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + \left[\kappa^2 + \frac{2}{\cos^2(\xi_0 + \xi)} \right] a(\xi) = 0, \quad (14)$$

где $\kappa = (\Omega^2 - 1)^{1/2}$, $\Omega = \omega/\omega_J$ – нормированная частота. Решение уравнения (14) имеет вид

$$a(\xi) = C e^{i\kappa \xi} [i\kappa - \text{th}(\xi + \xi_0)]. \quad (15)$$

Теперь с помощью уравнений (9) и (12) можно определить поля в сверхпроводнике. Тангенциальные переменные компоненты поля, нормированные на характерное поле $\Phi_0/\pi d \lambda_c$ (так же, как и внешнее постоянное магнитное поле h_0), имеют вид

$$h_y = \frac{1}{2} a'(\xi) e^{i(k_z z - \omega t)}, \quad (16)$$

$$e_z = -\frac{i\Omega}{2\sqrt{\varepsilon}} a(\xi) e^{i(k_z z - \omega t)}.$$

3. Коэффициент отражения. Сшивая тангенциальные компоненты полей в образце слоистого сверхпроводника (16) и в вакууме (2) с учетом (15), можно получить выражение для энергетического коэффициента отражения

$$R \equiv \frac{|h_r|^2}{|h_i|^2} = 1 - \frac{2}{1 + mn + 1/(4n)}, \quad (17)$$

где введены параметры

$$n = \frac{\kappa \Omega \sqrt{\varepsilon} \cos \theta}{2(\Omega^2 - h_0^2)}, \quad m = 1 + \frac{h_0^4(1 - h_0^2)}{\kappa^2 \Omega^4}. \quad (18)$$

Легко видеть, что величина $mn + 1/(4n)$ заведомо больше 1.

Как отмечалось выше, нормированное внешнее магнитное поле h_0 может меняться от 0 до 1. В предельных случаях $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$ выражение (17) можно записать в виде

$$R_{0,1} = \left(1 - \frac{2}{1 + (\Omega/\kappa)^j \sqrt{\varepsilon} \cos \theta} \right)^2, \quad (19)$$

где $j = -1$ для $h_0 = 0$ и $j = 1$ для $h_0 = 1$.

4. Анализ результатов. Проанализируем полученные результаты. Начнем с ответа на вопрос о том, к каким качественным изменениям приводит наличие внешнего постоянного магнитного поля.

Сравним частотную и угловую зависимости коэффициента отражения при $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения (19) от нормированной частоты $\Omega = \omega/\omega_J$ для малого угла падения $\theta = 0,13\pi$ и угла $\theta = 0,46\pi$, близкого к $\pi/2$, в отсутствие магнитного поля, при $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$, стрелками показан эффект включения поля (от $h_0 = 0$ до $h_0 = 1$). Видно, что для малых углов в отсутствие магнитного поля зависимость $R(\Omega)$ имеет минимум, а включение магнитного поля делает эту зависимость монотонной. В то же время для углов, близких к $\pi/2$,

включение магнитного поля приводит к противоположному результату: без магнитного поля кривая $R(\Omega)$ монотонна, а включение поля приводит к появлению минимума отражения. Более того, минимальное значение R оказывается равным 0, т. е. образец становится идеально поглощающим (последнее замечание относится к бездиссипативному случаю, когда мы пренебрегаем проводимостью квазичастиц).

С помощью уравнения (19) можно найти критический угол падения, при котором происходит переход от одной ситуации к другой. При $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$ минимум коэффициента отражения должен наблюдаться при частотах

$$\Omega_{\min 0,1} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\varepsilon \cos^2 \theta)^j}}, \quad (20)$$

где $j = -1$ для $h_0 = 0$ и $j = 1$ для $h_0 = 1$. Чтобы минимумы существовали, подкоренные выражения должны быть положительными, т. е. в отсутствие магнитного поля минимум R у зависимости коэффициента отражения от частоты может наблюдаться при углах $0 < \theta < \arccos(\varepsilon^{-1/2})$. В случае $h_0 = 1$ картина в точности противоположна: минимум коэффициента отражения может наблюдаться для углов падения в интервале $\arccos(\varepsilon^{-1/2}) < \theta < \pi/2$.

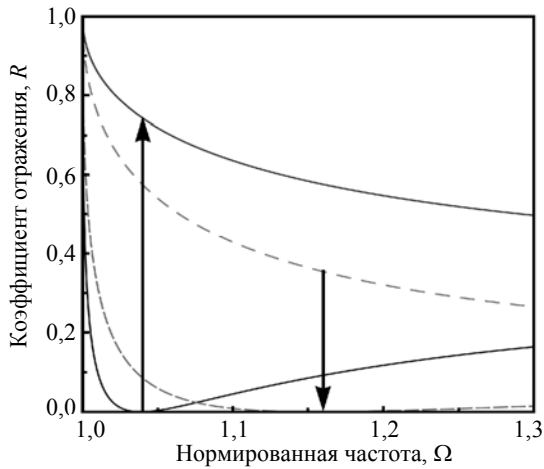


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от нормированной частоты $\Omega = \omega/\omega_J$ при $\theta = 0,13\pi$ (сплошные линии) и $\theta = 0,46\pi$ (штриховые кривые)

Таким образом, внешним постоянным магнитным полем можно увеличивать или уменьшать диапазон изменения коэффициента отражения в функции частоты облучения.

Рассмотрим теперь зависимость коэффициента отражения от угла падения, представленную на рис. 3. Видно, что для частот, близких к джозефсоновской частоте (при $\Omega = \omega/\omega_J = 1,01$), включение магнитного поля приводит к возникновению минимума угловой зависимости коэф-

фициента отражения. Для больших отстроек от джозефсоновской частоты (при $\Omega = \omega/\omega_J = 1,25$) минимум коэффициента отражения наблюдается и в отсутствие внешнего поля. Включение магнитного поля приводит только к увеличению угла падения, при котором этот минимум достигается.

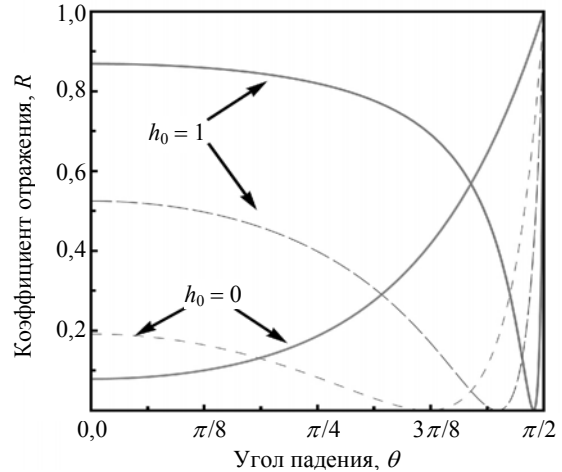


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения θ при значениях нормированной частоты $\Omega = \omega/\omega_J = 1,01$ (сплошные кривые) и $\Omega = \omega/\omega_J = 1,25$ (штриховые кривые) при $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$

Из выражения (19) видно, что значение угла θ , при котором наблюдается минимум R в случаях $h_0 = 0$ и $h_0 = 1$, определяется выражением

$$\theta_{\min 0,1} = \arccos\left(\frac{(\kappa/\Omega)^j}{\sqrt{\varepsilon}}\right), \quad (21)$$

где $j = -1$ для $h_0 = 0$ и $j = 1$ для $h_0 = 1$, $\kappa = (\Omega^2 - 1)^{1/2}$. Чтобы минимум существовал, аргумент \arccos должен быть меньше 1, поэтому в отсутствие магнитного поля минимум $R(\theta)$ может наблюдаться при частотах $\Omega > (1 - \varepsilon^{-1})^{-1/2}$. В случае $h_0 = 1$ при любой частоте, меняя угол падения, можно добиться полного подавления коэффициента отражения.

Таким образом, при частотах, близких к джозефсоновской частоте ω_J , минимум на угловой зависимости коэффициента отражения может наблюдаться только при наличии постоянного магнитного поля.

Теперь проанализируем, как изменяется коэффициент отражения, если плавно варьировать величину безразмерного магнитного поля от 0 до 1. На рис. 4 показаны эти зависимости для трех значений угла падения. Видно, что включение внешнего магнитного поля может приводить как к уменьшению, так и к увеличению отражательной способности образца. При углах падения, близких к 0 (кривая 1) коэффициент отражения монотонно растет с ростом магнитного поля. При увеличении угла кривая перестает быть монотон-

ной (кривая 2) и появляется минимум R при значении поля

$$h_{0\min} = \sqrt{\frac{\Omega^2}{2\varepsilon \cos^2\theta} - \frac{\Omega^2 - 1}{2}}. \quad (22)$$

Для углов, больших $\arccos(\varepsilon^{-1/2})$, с ростом магнитного поля коэффициент отражения уменьшается (кривая 3).

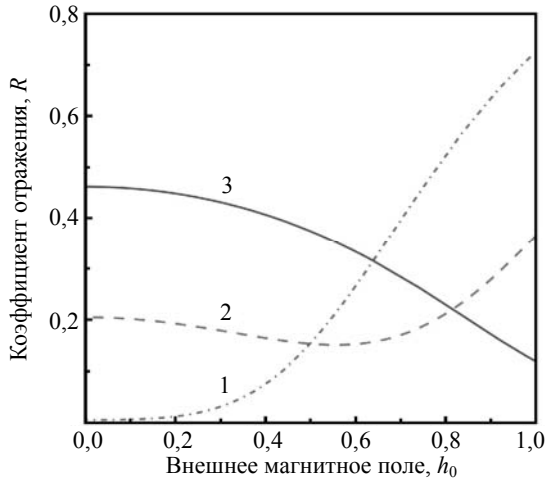


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от величины внешнего постоянного магнитного поля при частоте $\Omega = \omega/\omega_J = 1,05$ и углах падения: $\theta = 0,1\pi$ (кривая 1), $\theta = 0,4\pi$ (кривая 2), $\theta = 0,45\pi$ (кривая 3)

На рис. 5 оттенком серого показана величина внешнего магнитного поля, при которой образец обладает наименьшим коэффициентом отражения при различных нормированных частотах Ω и углах падения θ . Точки 1, 2 и 3 соответствуют кривым на рис. 4. При значениях частоты и угла в области I коэффициент отражения минимален в отсутствие магнитного поля.

Для значений Ω и θ , относящихся к области III, минимум отражения наблюдается при магнитном поле $h_0 = 1$, поскольку зависимость от поля монотонно убывающая. Для значений Ω и θ из области II минимум достигается при определенном промежуточном значении поля. Как показывает анализ уравнения (17), коэффициент отражения в минимуме обращается в 0 только на границах областей I, II и III, когда $h_0 = 0$ или $h_0 = 1$ и углы падения определяются соотношениями (21). Из диаграммы также видно, как меняется характер зависимости коэффициента отражения от поля при разных частотах. Как и было продемонстрировано на рис. 2 и 3, для частот, близких к джозефсоновской (т. е. при частотах $\Omega < (1 - \varepsilon^{-1})^{-1/2}$), только включением магнитного поля можно добиться полного подавления коэффициента отражения, а при больших частотах минимальный коэффициент отражения равен 0 как в присутствии, так и в отсутствие магнитного поля.

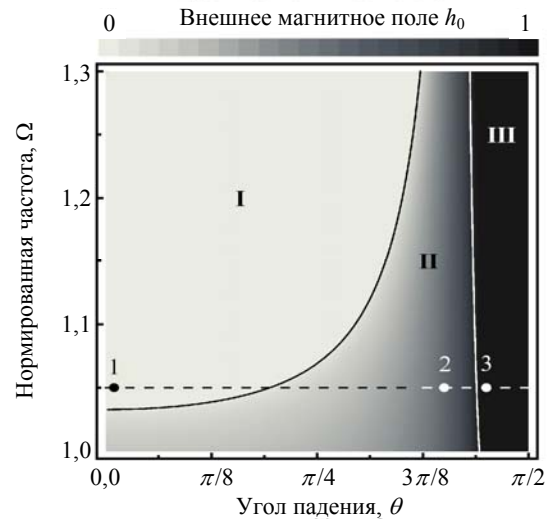


Рис. 5. Диаграмма значений внешнего магнитного поля, необходимых для минимизации коэффициента отражения при различных частотах $\Omega = \omega/\omega_J$ и углах падения θ . Точки 1, 2, 3 соответствуют кривым на рис. 4

Выводы. Изучено влияние внешнего постоянного магнитного поля на отражение волны ТМ-поляризации от полубесконечного образца слоистого сверхпроводника. Показано, что в зависимости от значений угла падения и частоты волны включение магнитного поля может приводить как к увеличению, так и к уменьшению коэффициента отражения. Особое внимание уделено условиям минимизации коэффициента отражения. Получено выражение, определяющее величину магнитного поля, при котором наблюдается минимум коэффициента отражения при данных значениях частоты и угла падения. Показано, что в зависимости от этих параметров полное подавление коэффициента отражения может быть достигнуто либо в отсутствие магнитного поля, либо при максимальном возможном в безвихревом режиме поле. Приведена диаграмма, графически представляющая величину внешнего магнитного поля, необходимого для минимизации коэффициента отражения при различных частотах и углах падения электромагнитной волны. В частности, в диапазоне частот, близких к джозефсоновской частоте, минимум коэффициента отражения можно достичь только включением постоянного магнитного поля.

Рассмотрена возможность использования постоянного внешнего магнитного поля для управления отражательной способностью слоистого сверхпроводника. Полученные результаты могут быть использованы в детекторах или источниках терагерцевого излучения. Структура слоистых сверхпроводников поддерживает распространение волн терагерцевого диапазона, что и делает возможным их использование в подобных устройствах. В свою очередь терагерцевые технологии имеют множество потенциально важных приложений в физике, астрономии, химии,

биологии и медицине, включая терагерцевую томографию, спектроскопию, медицинскую диагностику, мониторинг здоровья, контроль окружающей среды, химическое и биологическое распознавание, а также в промышленности для контроля качества выпускаемой продукции и в системах безопасности ([3] и ссылки в работе).

Библиографический список

1. *Intrinsic* Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals / R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – 68, N 15. – P. 2394–2397.
2. *Kleiner R.* Intrinsic Josephson effects in high-Tc superconductors / R. Kleiner, P. Müller // *Phys. Rev. B.* – 1994. – 49, N 2. – P. 1327–1341.
3. *Terahertz* Josephson plasma waves in layered superconductors: spectrum generation nonlinear and quantum phenomena / S. Savel'ev, V. A. Yampol'skii, A. L. Rakhmanov, F. Nori // *Rep. Prog. Phys.* – 2010. – 73, N 2. – P. 026501(49 p.).
4. *Hu X.* Phase dynamics in a stack of inductively coupled intrinsic Josephson junctions and terahertz electromagnetic radiation / X. Hu, S.-Z. Lin // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – 23, N 5. – P. 053001 (7 p.).
5. *Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors* / L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter et al. // *Science.* – 2007. – 318, N 5854. – P. 1291–1293.
6. *Savel'ev S.* Surface Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors / S. Savel'ev, V. Yampol'skii, F. Nori // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – 95, N 18. – P. 187002 (4 p.).
7. *Surface Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors above the Plasma Frequency: Evidence for a Negative Index of Refraction* / V. A. Golick, D. V. Kadygrob, V. A. Yampol'skii et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – 104, N 18. – P. 187003 (4 p.).
8. *Agranovich V. M.* Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces & Interfaces / V. M. Agranovich, D. L. Mills (eds.) – Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1982. – 717 p.
9. *Raether H.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings / H. Raether. – N. Y., Springer-Verlag, 1988. – 136 p.
10. *Petit R.* Electromagnetic Theory of Gratings / R. Petit. – Berlin, Springer, 1980. – 284 p.
11. *Analogues of nonlinear optics using terahertz Josephson plasma waves in layered superconductors* / S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, V. A. Yampol'skii, F. Nori // *Nature Physics.* – 2006. – 2, N 8. – P. 521–525.
12. *Nonlinear* electrodynamics in layered superconductors / V. A. Yampol'skii, S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, F. Nori // *Phys. Rev. B.* – 2008. – 78, N 2. – P. 024511 (9 p.).
13. *Layered* superconductors as nonlinear waveguides for terahertz waves / S. Savel'ev, V. A. Yampol'skii, A. L. Rakhmanov, F. Nori // *Phys. Rev. B.* – 2007. – 75, N 18. – P. 184503 (8 p.).
14. *Self-induced* tunable transparency in layered superconductors / S. S. Apostolov, Z. A. Maizelis, M. A. Sorokina et al. // *Phys. Rev. B.* – 2010. – 82, N 14. – P. 144521 (8 p.).
15. *Optical* excitation of Josephson plasma solitons in a cuprate superconductor / A. Dienst, E. Casandrac, D. Fausti et al. // *Nature Mat.* – 2013. – 12, N 6. – P. 535–541.
16. *Excitation* of surface plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions / D. V. Kadygrob, V. A. Golick, V. A. Yampol'skii et al. // *Phys. Rev. B.* – 2009. – 80, N 18. – P. 184512 (10 p.).
17. *Surface* plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions / V. A. Yampol'skii, D. R. Gulevich, S. Savel'ev, F. Nori // *Phys. Rev. B.* – 2008. – 78, N 5. – P. 054502 (4 p.).
18. *Khankina S. I.* Josephson plasma oscillations in confined layered superconductors / S. I. Khankina, V. M. Yakovenko, V. A. Yampol'skii // *Low Temp. Phys.* – 2012. – 38, N 3. – P. 193–198.

19. *Helm Ch.* Optical properties of layered superconductors near the Josephson plasma resonance / Ch. Helm, L. N. Bulaevskii // *Phys. Rev. B.* – 2002. – 66, N 9. – P. 094514 (23 p.).

Рукопись поступила 12.03.2014.

T. N. Rakhmanova, Z. A. Maizelis,
S. S. Apostolov, V. A. Yampol'skii

LAYERED SUPERCONDUCTORS REFLECTANCE CONTROL BY MEANS OF STATIC MAGNETIC FIELD

High-temperature layered superconductors support propagation of electromagnetic waves of THz range, which is promising for various applications. The possibility to control wave reflectance by means of external static magnetic field has special interest, since the magnetic field is a flexible tool to customize the transparency of samples of layered superconductors. It is shown, that due to nonlinear relation between electromagnetic field and the current inside of the layered superconductor, the electromagnetic wave reflectance depends on the value of magnetic field. The presence of magnetic field can either increase or decrease the reflectance. The analytical expressions for the reflectance are obtained and its behavior when changing the parameters of the problem is analyzed. Special attention is focused on the problem of minimization of reflectance as a function of incident angle, the value of static magnetic field and wave frequency. The conditions for nearly full suppression of reflectance are found. The results can be used to construct filters, detectors and sources of the terahertz radiation.

Key words: layered superconductor, magnetic field, reflectance.

Т. Н. Рохманова, З. А. Майзеліс,
С. С. Апостолов, В. А. Ямпольський

КЕРУВАННЯ ВІДБИВНОЮ ЗДАТНІСТЮ ШАРУВАТОГО НАДПРОВІДНИКА ЗА ДОПОМОГОЮ СТАТИЧНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Високотемпературні шаруваті надпровідники є матеріалами, які підтримують поширення електромагнітних хвиль терагерцового діапазону, що є перспективним з точки зору різноманітних застосувань. Можливість керування коефіцієнтом відбиття хвилі за допомогою зовнішнього постійного магнітного поля становить особливий інтерес, оскільки магнітне поле є гнучким інструментом настройки прозорості зразків шаруватих надпровідників. У роботі показано, що завдяки нелінійному зв'язку електромагнітного поля зі струмом у шаруватому надпровіднику коефіцієнт відбиття електромагнітної хвилі залежить від величини зовнішнього магнітного поля. При цьому наявність магнітного поля може призводити як до збільшення, так і до зменшення коефіцієнта відбиття. Знайдено аналітичні вирази для коефіцієнта відбиття та проаналізовано його поведінку при зміні параметрів задачі. Особливу увагу приділено проблемі мінімізації коефіцієнта відбиття в функції кута падіння, величини статичного магнітного поля та частоти хвилі. Визначено умови практично повного зменшення коефіцієнта відбиття. Отримані результати можливо використовувати для конструювання фільтрів, детекторів і джерел терагерцового випромінювання.

Ключові слова: шаруватий надпровідник, магнітне поле, коефіцієнт відбиття.