

Трансформация поляризации электромагнитных волн при отражении от слоистых сверхпроводников во внешнем постоянном магнитном поле

Т.Н. Рохманова, С.С. Апостолов, З.А. Майзелис, В.А. Ямпольский

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Академика Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина*

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: yam@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 апреля 2016 г., опубликована онлайн 29 августа 2016 г.

Теоретически изучено отражение волн поперечно-электрической и поперечно-магнитной поляризации от поверхности полубесконечного слоистого сверхпроводника в присутствии внешнего постоянного магнитного поля. Предполагается, что сверхпроводящие слои перпендикулярны границе образца. Вследствие сильной анизотропии облучаемой границы сверхпроводника происходит трансформация поляризации волны при ее отражении. Показано, что, хотя постоянное магнитное поле проникает в образец на сравнительно малую глубину, оно качественно влияет на распределение поля электромагнитной волны и, по этой причине, на коэффициенты отражения и трансформации. Таким образом, внешнее магнитное поле может служить удобным инструментом для управления трансформацией поляризации волн. Нами получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и трансформации, а также определены параметры, при которых происходит наиболее эффективная трансформация поперечно-электрических волн в поперечно-магнитные и наоборот.

Теоретично досліджено відбиття хвиль поперечно-електричної та поперечно-магнітної поляризацій від поверхні напівнескінченного шаруватого надпровідника за наявності зовнішнього постійного магнітного поля. Передбачається, що надпровідні шари перпендикулярні межі зразка. Внаслідок сильної анізотропії межі надпровідника, що опромінюється, відбувається трансформація поляризації хвилі при її відбитті. Показано, що, хоча постійне магнітне поле проникає в зразок на порівняно малу глибину, воно якісно впливає на розподіл поля електромагнітної хвилі і, з цієї причини, на коефіцієнти відбиття та трансформації. Таким чином, зовнішнє магнітне поле може служити зручним інструментом для управління трансформацією поляризації хвиль. Нами отримано аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття і трансформації, а також визначено параметри, при яких відбувається найбільш ефективна трансформація поперечно-електричних хвиль в поперечно-магнітні і навпаки.

PACS: **74.72.-h** Купратные сверхпроводники;
74.50.+r Туннельные эффекты; эффекты Джозефсона;
74.78.Fk Мультислои, сверхрешетки, гетероструктуры.

Ключевые слова: слоистые проводники, эффект Джозефсона, трансформация поляризации электромагнитных волн.

1. Введение

Слоистые сверхпроводники представляют собой весьма интересный объект исследования как с точки зрения фундаментальной, так и прикладной науки. Примерами таких структур служат высокотемпературные сверх-

проводники, например $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, а также искусственные слоистые системы типа $\text{Nb}/\text{Al}-\text{AlO}_x/\text{Nb}$ или $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$. Такие материалы представляют собой периодические структуры, в которых относительно тонкие сверхпроводящие слои разделены более толстыми диэлектрическими промежутками. Например,

для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ толщины сверхпроводящих и диэлектрических слоев равны $s \sim 0,2$ нм и $d \sim 1,5$ нм соответственно.

Экспериментальные исследования проводимости поперек слоев, т.е. вдоль кристаллографической оси c , показали (см., например, [1–3]), что сверхпроводящие слои в таких структурах электродинамически связаны между собой за счет внутреннего эффекта Джозефсона. В то же время проводимость вдоль слоев может быть описана в терминах лондоновской модели и имеет ту же природу, что и в обычных сверхпроводниках. Таким образом, в слоистых сверхпроводниках формируется особый тип сильно анизотропной твердотельной плазмы. Электромагнитные возбуждения в такой плазме, джозефсоновские плазменные волны (ДПВ) (см. [3–7], а также обзоры [8,9] и ссылки в них), возникают на частотах терагерцевого диапазона, перспективного с точки зрения различных приложений в физике, химии, астрономии, системах безопасности, медицинской диагностике, контроле окружающей среды [10,11].

Джозефсоновская плазма имеет свойства, как характерные для других видов плазмы, так и специфические именно для слоистых сверхпроводников. Как и в обычной плазме, в спектре ДПВ имеется щель, т.е. ДПВ могут распространяться лишь с частотами, превышающими пороговую частоту — джозефсоновскую плазменную частоту ω_J . В работах [12,13] теоретически показано, что вдоль границы раздела слоистый сверхпроводник–вакуум, как и вдоль границы обычной плазмы, могут распространяться поверхностные колебания — джозефсоновские поверхностные плазменные волны (ДППВ). Однако в отличие от обычной плазмы, ДППВ могут распространяться с частотами не только ниже, но и выше плазменной частоты [13]. В отличие от обычной плазмы джозефсоновская плазма может проявлять свойства, характерные для левосторонних сред — на ее границе с вакуумом может наблюдаться отрицательный коэффициент преломления терагерцевых волн [13,14].

На свойства джозефсоновской плазмы может существенно влиять внешнее постоянное магнитное поле. В отличие от обычной плазмы в немагнитных нормальных металлах, куда магнитное поле проникает однородно, в слоистых сверхпроводниках возбуждаемые мейснеровские токи приводят к существенно неоднородному распределению магнитного поля, что влияет, в свою очередь, на распространение ДПВ. Как следствие, внешнее магнитное поле может быть использовано для управления свойствами электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках. Например, сильное влияние магнитного поля на дисперсионные характеристики ДПВ было изучено в [15,16]. В работах [17,18] показано, что магнитным полем можно эффективно управлять коэффициентом прозрачности пластины слоистого сверх-

проводника в широком диапазоне значений, практически от нуля до единицы. В работах [20,21] показано, что при взаимодействии электромагнитной волны со слоистым сверхпроводником может происходить трансформация поляризации падающей волны. Предсказанное существенное увеличение прозрачности слоистых сверхпроводников с ростом амплитуды волны недавно обнаружено экспериментально в работе [19], в которой возбуждение джозефсоновских плазменных солитонов привело к эффективному понижению джозефсоновской плазменной частоты ω_J .

Несмотря на то, что существует довольно много исследований отражения волн от слоистых сверхпроводников, задача об управлении поляризацией волны при помощи внешнего постоянного магнитного поля в настоящей работе ставится впервые. Нами теоретически исследовано влияние магнитного поля на коэффициенты трансформации поперечно-электрических (transverse-electric, TE) в поперечно-магнитные (transverse-magnetic, TM) волны и наоборот при их отражении от полубесконечного образца слоистого сверхпроводника.

Статья построена следующим образом. Во втором разделе описана постановка задачи и представлены формулы для распределения электромагнитных полей в вакууме и в образце слоистого сверхпроводника. В третьем разделе получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и взаимной трансформации волн TE и TM поляризаций. Четвертый раздел содержит подробный анализ полученных аналитических результатов для коэффициентов отражения и трансформации волн в зависимости от частоты, углов, определяющих направление падения волны, и величины внешнего постоянного магнитного поля. В пятом разделе кратко сформулированы основные выводы работы.

2. Распределение электромагнитного поля

2.1. Геометрия задачи

Рассмотрим косое падение плоских электромагнитных волн поперечно-магнитной (TM)

$$\mathbb{H}^{tm} = \{0, \mathbb{H}_y^{tm}, \mathbb{H}_z^{tm}\}, \quad \mathbb{E}^{tm} = \{\mathbb{E}_x^{tm}, \mathbb{E}_y^{tm}, \mathbb{E}_z^{tm}\} \quad (1)$$

и поперечно-электрической (TE)

$$\mathbb{H}^{te} = \{\mathbb{H}_x^{te}, \mathbb{H}_y^{te}, \mathbb{H}_z^{te}\}, \quad \mathbb{E}^{te} = \{0, \mathbb{E}_y^{te}, \mathbb{E}_z^{te}\} \quad (2)$$

поляризаций из вакуума на полубесконечный образец слоистого сверхпроводника. Система координат выбрана таким образом, что оси x и y параллельны кристаллографической ab -плоскости, а ось z сонаправлена с кристаллографической осью c . Сверхпроводящие слои образца ориентированы перпендикулярно границе раздела образец–вакуум, что соответствует плоскости $x = 0$. В отличие от случая, когда слои параллель-

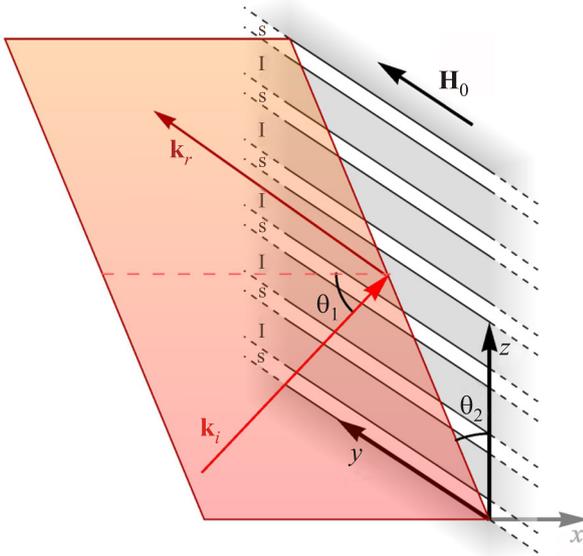


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Схематическое изображение границы раздела между вакуумом и слоистым сверхпроводником, а также плоскость падения электромагнитной волны (показана красным цветом). \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_r — волновые векторы падающей и отраженных волн, лежащие в плоскости падения.

ны границе раздела, в такой геометрии из-за анизотропии облучаемой поверхности поляризация отраженной волны может быть отлична от падающей, т.е. может возникать эффект трансформации поляризации. Направление падения волны определяется углом падения θ_1 относительно нормали к границе раздела и углом поворота θ_2 плоскости падения относительно оси z (см. рис. 1).

Образец находится во внешнем постоянном магнитном поле \mathbf{H}_0 , направленном вдоль оси y . Рассмотрим относительно слабые магнитные поля, когда джозефсоновские вихри еще не проникают полностью в образец (подробнее см. разд. 2.3.2). Вдоль осей y и z образец бесконечный, поэтому поля можно представить в следующем виде:

$$\mathbb{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}(x) \exp [i(k_y y + k_z z - \omega t)], \quad (3)$$

$$\mathbb{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x) \exp [i(k_y y + k_z z - \omega t)],$$

где ω — частота, k_y и k_z — компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_i = \{k_x, k_y, k_z\}$ падающей плоской волны,

$$k_x = k \cos \theta_1, \quad k_y = k \sin \theta_1 \sin \theta_2, \quad k_z = k \sin \theta_1 \cos \theta_2,$$

а функции $\mathbf{H}(x)$ и $\mathbf{E}(x)$ будут определены далее.

2.2. Поля в вакууме

Используя уравнения Максвелла, компоненты электрического и магнитного полей падающей волны ТМ и/или ТЕ поляризации в вакууме можно записать в следующей форме:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_i^{tm}(x) &= \left\{ 0, -1, \frac{k_y}{k_z} \right\} H_i^{tm} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{E}_i^{tm}(x) &= \left\{ \frac{(k_x^2 - k^2)}{kk_z}, \frac{k_x k_y}{kk_z}, \frac{k_x}{k} \right\} H_i^{tm} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{H}_i^{te}(x) &= \left\{ -\frac{(k_x^2 - k^2)}{kk_z}, -\frac{k_x k_y}{kk_z}, -\frac{k_x}{k} \right\} E_i^{te} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{E}_i^{te}(x) &= \left\{ 0, -1, \frac{k_y}{k_z} \right\} E_i^{te} e^{ik_x x}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ — модуль волнового вектора \mathbf{k}_i падающей волны. Выражения для отраженных компонент поля с волновым вектором $\mathbf{k}_r = \{-k_x, k_y, k_z\}$ можно получить, заменив k_x на $-k_x$ в уравнениях (4).

Для решения задачи используем обнаруженный недавно принцип независимости волн двух специфических поляризаций в слоистых сверхпроводниках, подробно описанный в работе [21]. Представим падающую электромагнитную волну заданной поляризации в виде суперпозиции волн двух взаимноортогональных поляризаций, H_{\perp} и E_{\perp} . Магнитное поле в H_{\perp} -поляризованной волне перпендикулярно оси y ,

$$\mathbf{H}^{(1)} = \{H_x^{(1)}, 0, H_z^{(1)}\}, \quad \mathbf{E}^{(1)} = \{E_x^{(1)}, E_y^{(1)}, E_z^{(1)}\}, \quad (5)$$

в то время как в E_{\perp} -поляризованной волне электрическое поле ортогонально оси y :

$$\mathbf{H}^{(2)} = \{H_x^{(2)}, H_y^{(2)}, H_z^{(2)}\}, \quad \mathbf{E}^{(2)} = \{E_x^{(2)}, 0, E_z^{(2)}\}. \quad (6)$$

Тут и далее индексы (1) и (2) обозначают волны H_{\perp} - и E_{\perp} -поляризаций соответственно. Как увидим далее, такое представление удобно, поскольку волны этих двух поляризаций не взаимодействуют и не трансформируются одна в другую при отражении от образца слоистого сверхпроводника даже в условиях сильной нелинейности.

Поле падающей волны ТМ и/или ТЕ поляризации можно представить в виде суммы

$$\mathbf{H}^{tm} + \mathbf{H}^{te} = \mathbf{H}^{(1)} + \mathbf{H}^{(2)}, \quad \mathbf{E}^{tm} + \mathbf{E}^{te} = \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)}, \quad (7)$$

где $\mathbf{H}^{(1)}$, $\mathbf{H}^{(2)}$, $\mathbf{E}^{(1)}$ и $\mathbf{E}^{(2)}$ имеют следующие компоненты:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_i^{(1)}(x) &= \left\{ 1, 0, -\frac{k_x}{k_z} \right\} H_i^{(1)} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{E}_i^{(1)}(x) &= \left\{ \frac{k_x k_y}{kk_z}, \frac{k_y^2 - k^2}{kk_z}, \frac{k_y}{k} \right\} H_i^{(1)} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{H}_i^{(2)}(x) &= \left\{ -\frac{k_x k_y}{kk_z}, -\frac{k_y^2 - k^2}{kk_z}, -\frac{k_y}{k} \right\} E_i^{(2)} e^{ik_x x}, \\ \mathbf{E}_i^{(2)}(x) &= \left\{ 1, 0, -\frac{k_x}{k_z} \right\} E_i^{(2)} e^{ik_x x}, \end{aligned} \quad (8)$$

а связь между амплитудами имеет вид

$$H_i^{(1)} = \frac{E_i^{te} k k_z - H_i^{tm} k_x k_y}{k_x^2 + k_z^2}, \quad (9)$$

$$E_i^{(2)} = -\frac{E_i^{te} k_x k_y + H_i^{tm} k k_z}{k_x^2 + k_z^2}.$$

Аналогичное соотношение имеет место и для амплитуд отраженных волн:

$$H_r^{(1)} = \frac{E_r^{te} k k_z + H_r^{tm} k_x k_y}{k_x^2 + k_z^2}, \quad (10)$$

$$E_r^{(2)} = \frac{E_r^{te} k_x k_y - H_r^{tm} k k_z}{k_x^2 + k_z^2}.$$

Чтобы представить падающую ТМ волну в виде суммы волн H_{\perp} - и E_{\perp} -поляризации, нужно воспользоваться уравнениями (7), (8) и (9), предварительно занулив амплитуду H_i^{te} в уравнениях (9) и опустив векторы \mathbf{H}^{te} и \mathbf{E}^{te} в уравнениях (7). Разложение ТЕ волны проводится аналогично.

Далее рассмотрим электромагнитные волны в вакууме как сумму волн H_{\perp} - и E_{\perp} -поляризации.

2.3. Поля в образце слоистого сверхпроводника

Для описания полей в слоистом сверхпроводнике используем связанные синусоидальные уравнения Гордона, которые представляют собой систему дифференциальных уравнений для калибровочно-инвариантной разности фаз параметра порядка φ . Насколько нам известно, впервые связанные синусоидальные уравнения Гордона были получены в работе [22] для феноменологического описания джозефсоновской плазмы. Позже другие авторы (см., например, [23–27]) выводили эти уравнения, используя разные подходы. Предполагая, что пространственный масштаб изменения поля вдоль оси z во много раз больше периода структуры, переходим к континуальному пределу и записываем, пренебрегая диссипацией, синусоидальные уравнения Гордона в следующем виде:

$$\left(1 - \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left(\frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \sin \varphi\right) - \lambda_c^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}\right) = 0, \quad (11)$$

где λ_{ab} и $\lambda_c = c / (\omega_J \varepsilon^{1/2})$ — лондоновские глубины проникновения магнитного поля поперек и вдоль слоев соответственно; $\omega_J = (8\pi e d J_c / \hbar \varepsilon)^{1/2}$ — джозефсоновская плазменная частота, определяемая максимальным джозефсоновским током J_c и диэлектрической проницаемостью ε в промежутках между сверхпроводящими слоями; e — элементарный заряд.

Уравнение (11) может быть переписано в более общей форме, привычной для макроскопической электродинамики:

$$\text{grad div } \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} = -\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (12)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал, \mathbf{J} — плотность тока, c — скорость света. Здесь векторный потенциал связан с электрическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{H} полями стандартными соотношениями:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (13)$$

скалярный потенциал предполагается равным нулю.

Слоистые сверхпроводники представляют собой сильно анизотропную среду. Плотность тока вдоль слоев описывается в терминах лондоновской модели:

$$J_x = -\frac{c}{4\pi \lambda_{ab}^2} A_x, \quad J_y = -\frac{c}{4\pi \lambda_{ab}^2} A_y, \quad (14)$$

а ток поперек слоев задается эффектом Джозефсона:

$$J_z = J_c \sin \varphi. \quad (15)$$

Отметим, что компонента E_z электрического поля может вызывать нарушение электронейтральности между соседними слоями, что приводит к дополнительной, так называемой емкостной связи между ними. Этой связью можно пренебречь в тех случаях, когда мал параметр емкостной связи $\alpha = R_D^2 \varepsilon / s d$, где R_D — дебаевский радиус экранировки, см. работу [23], в которой получено дисперсионное уравнение для ДПВ с учетом емкостной связи. Согласно теоретическим оценкам, для кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ величина $\alpha \sim 0,05 - 0,1$. Экспериментальные исследования [1, 28] показали, что эта величина оказывает незначительное влияние на распределение калибровочно-инвариантной разности фаз и электромагнитного поля в слоистом сверхпроводнике. Таким образом, в рассматриваемой задаче можно пренебречь нарушением электронейтральности между соседними слоями и записать соотношение между векторным потенциалом и разностью фаз в следующем виде:

$$A_z = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi, \quad (16)$$

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

По аналогии с тем, как выделяют волны ТЕ ($\mathbf{E} \perp \mathbf{n}$) и ТМ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$) поляризации, связывая их с нормалью к поверхности образца \mathbf{n} , в слоистых сверхпроводниках, как в структурах с одноосной анизотропией, поляризации волн удобно связывать с кристаллографической осью c (вдоль которой направлен джозефсоновский ток). Таким образом, в слоистых сверхпроводниках ДПВ представляют как сумму так называемых обыкновен-

ной (в которой $\mathbf{E} \perp c$) и необыкновенной (в которой $\mathbf{H} \perp c$) волн.

2.3.1. Обыкновенные волны в слоистых сверхпроводниках

У обыкновенных волн в слоистом сверхпроводнике компонента $E_z = 0$. Исходя из уравнений (13) и (16), можно увидеть, что разность фаз φ для таких волн тоже равна нулю. То есть обыкновенные волны всегда линейны и не испытывают влияния внешнего постоянного магнитного поля.

Компоненты поля обыкновенной волны можно найти из уравнения (12), приравняв A_z и J_z нулю:

$$\mathbf{E}^{\text{ord}} = \left\{ \frac{k_y}{k_x^{\text{ord}}}, 1, 0 \right\} a^{\text{ord}} e^{ik_x^{\text{ord}}x}, \quad (17)$$

$$\mathbf{H}^{\text{ord}} = \left\{ -\frac{k_z}{k}, \frac{k_y k_z}{kk_x^{\text{ord}}}, \frac{k_x^{\text{ord}}}{k} - \frac{k_y^2}{kk_x^{\text{ord}}} \right\} a^{\text{ord}} e^{ik_x^{\text{ord}}x},$$

где k_x^{ord} — x -проекция волнового вектора обыкновенной волны,

$$k_x^{\text{ord}} = \left[\frac{1}{\lambda_c^2} \left(\frac{\omega^2}{\omega_J^2} - \frac{\lambda_{ab}^2}{\lambda_c^2} \right) - k_x^2 - k_y^2 \right]^{1/2}. \quad (18)$$

В уравнениях (17) учтено, что волна распространяется в глубь сверхпроводника, $k_x^{\text{ord}} > 0$.

2.3.2. Необыкновенные волны в слоистых сверхпроводниках

Внешнее постоянное магнитное поле проникает в образец и создает в нем определенное распределение калибровочно-инвариантной разности фаз. Представим разность фаз φ в виде суммы статического решения φ_0 , вызванного только внешним постоянным магнитным полем, и малой добавки φ_w , вызванной ДПВ, распространяющейся в образце:

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_0(x) + \varphi_w(x, y, z, t). \quad (19)$$

Сначала рассмотрим статический случай, когда отсутствует ДПВ, $\varphi_w = 0$. Будем искать решение уравнения (12) в виде

$$A_x = A_y = 0, \quad A_z(x) = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi_0(x). \quad (20)$$

В этом случае $\varphi_0(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\varphi_0''(\xi) = \sin \varphi_0(\xi), \quad (21)$$

где введена безразмерная координата $\xi = x/\lambda_c$, а штрих обозначает производную по этой координате. Хорошо известным решением этого уравнения является функция

$$\varphi_0(\xi) = -4 \arctg [\exp(-\xi - \xi_0)]. \quad (22)$$

Здесь константа ξ_0 определяется величиной внешнего постоянного магнитного поля

$$\xi_0 = \text{arch} \frac{1}{h_0}, \quad h_0 = \frac{H_0}{\mathcal{H}_0}. \quad (23)$$

Параметр h_0 представляет собой напряженность внешнего статического магнитного поля H_0 , нормированную на критическое поле $\mathcal{H}_0 = \Phi_0 / \pi d \lambda_c$. Изучим случай относительно слабых магнитных полей, когда $H_0 < \mathcal{H}_0$. В такой ситуации джозефсоновские вихри не проникают полностью в образец, т.е. решение (22) описывает проникший в образец «хвост» джозефсоновского вихря.

Чтобы найти компоненты поля необыкновенной волны, которая распространяется на фоне проникшего в образец статического магнитного поля, представим решение уравнения (12) в виде

$$A_x(x, y, z, t) = a_x(\xi) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)],$$

$$A_y(x, y, z, t) = a_y(\xi) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)], \quad (24)$$

$$A_z(x, y, z, t) = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi_0(x) + a_z(\xi) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)].$$

Подставляя компоненты векторного потенциала (24) в (12), получаем выражения для $a_x(\xi)$, $a_y(\xi)$,

$$a_x(\xi) = -\frac{2i\lambda_{ab}^2 k_z}{\lambda_c} a_z'(\xi), \quad a_y(\xi) = 2\lambda_{ab}^2 k_y k_z a_z(\xi), \quad (25)$$

и дифференциальное уравнение для $a_z(\xi)$,

$$\frac{1 - \gamma^2 \Omega^2}{1 + \gamma^2 (\kappa_z^2 - \Omega^2)} a_z''(\xi) - \left[\frac{\kappa_y^2 (1 - \gamma^2 \Omega^2)}{1 + \gamma^2 (\kappa_z^2 - \Omega^2)} + \cos \varphi_0(\xi) - \Omega^2 \right] a_z(\xi) = 0, \quad (26)$$

где

$$\gamma = \frac{\lambda_{ab}}{\lambda_c}, \quad \kappa_{y,z} = k_{y,z} \lambda_c, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_J}. \quad (27)$$

Следует обратить внимание на то, что в описанных условиях слоистый сверхпроводник можно рассматривать как анизотропную среду с эффективным пространственно зависящим диагональным тензором диэлектрической проницаемости, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{ab}$ и $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_c$, где

$$\varepsilon_{ab}(\Omega) = \varepsilon \left(1 - \frac{1}{\gamma^2 \Omega^2} \right),$$

$$\varepsilon_c(\xi, \Omega) = \varepsilon \left\{ 1 - \frac{1}{\Omega^2} \left[1 - \frac{2}{\text{ch}^2(\xi + \xi_0)} \right] \right\}.$$

Действительно, в этих терминах уравнение (26) переписывается в хорошо известной форме для поля E_z необыкновенной волны:

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + (k^2 \varepsilon_c - k_z^2 \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{ab}} - k_y^2) E_z = 0. \quad (28)$$

Таким образом, включение постоянного магнитного поля приводит к возникновению пространственной неоднородности тензора диэлектрической проницаемости сверхпроводника.

В условиях сильной анизотропии $\lambda_c \gg \lambda_{ab}$ (например, для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ параметр $\gamma \approx 1/200$) и при частотах ω порядка ω_J величину $\gamma\Omega$ можно считать малой. Более того, в рассматриваемой задаче величина $\gamma\kappa_z$ также пренебрежимо мала по сравнению с единицей:

$$\gamma\kappa_z = \frac{\gamma\Omega}{\sqrt{\varepsilon}} \sin \theta_1 \cos \theta_2 \ll 1. \quad (29)$$

В этом случае уравнение (26) имеет асимптотически точное решение

$$a_z(\xi) = a^{\text{ext}} \exp(i\kappa_{\text{ext}}\xi)[i\kappa_{\text{ext}} - \text{th}(\xi_0 + \xi)], \quad (30)$$

где κ_{ext} — безразмерная x -проекция волнового вектора необыкновенной волны,

$$\kappa_{\text{ext}} = (\Omega^2 - 1 - \kappa_y^2)^{1/2}. \quad (31)$$

В условиях, когда κ_{ext} становится мнимым, линейные волны не могут распространяться в образце.

Окончательно, для компонент электромагнитного поля необыкновенной волны имеем

$$\mathbf{E}^{\text{ext}}(\xi) = \frac{\Omega}{i\lambda_c \sqrt{\varepsilon}} \{0, 0, a_z(\xi)\}, \quad (32)$$

$$\mathbf{H}^{\text{ext}}(\xi) = \lambda_c^{-1} \{-i\kappa_y a_z(\xi), a'_z(\xi), 0\}.$$

3. Коэффициенты отражения и трансформации

3.1. Сшивка полей на границе образца

Приравнивая тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей в вакууме (сумму волн H_{\perp} - и E_{\perp} -поляризации (8)) и сверхпроводнике (сумму обыкновенной (17) и необыкновенной (32) волн) на границе $x=0$, получаем систему уравнений для амплитуд волн H_{\perp} , E_{\perp} обыкновенной и необыкновенной поляризации. В условиях сильной анизотропии, $\gamma \ll 1$, систему можно привести к виду

$$H_i^{(1)} + H_r^{(1)} = 0, \quad (33a)$$

$$E_i^{(2)} - E_r^{(2)} = -\frac{k_z}{k_x} \frac{a^{\text{ext}} \Omega (\kappa_{\text{ext}} + i\sqrt{1-h_0^2})}{\lambda_c \sqrt{\varepsilon}}, \quad (33b)$$

$$E_i^{(2)} + E_r^{(2)} = \frac{kk_z}{k_y^2 - k^2} \frac{a^{\text{ext}}}{\lambda_c} [h_0^2 + \kappa_{\text{ext}} (\kappa_{\text{ext}} + i\sqrt{1-h_0^2})], \quad (33c)$$

$$-\frac{kk_x}{k_x^{\text{ord}} k_z} [H_i^{(1)} - H_r^{(1)}] - \frac{k_y}{k_x^{\text{ord}}} [E_i^{(2)} + E_r^{(2)}] = a^{\text{ord}}. \quad (33d)$$

Видно, что волна H_{\perp} -поляризации полностью отражается от образца,

$$H_i^{(1)} = -H_r^{(1)}, \quad (34)$$

при этом волну E_{\perp} -поляризации можно описать независимо от первой. Соотношение между амплитудами падающей и отраженной волн E_{\perp} -поляризации можно представить в следующем виде:

$$E_r^{(2)} = E_i^{(2)} \frac{\chi - \chi_0}{\chi + \chi_0}, \quad (35)$$

где

$$\chi = \kappa_{\text{ext}} + \frac{h_0^2}{\kappa_{\text{ext}} + i\sqrt{1-h_0^2}}, \quad \chi_0 = \frac{\Omega(k^2 - k_y^2)}{\sqrt{\varepsilon} k k_x}. \quad (36)$$

Теперь выразим амплитуды отраженных волн ТЕ и ТМ поляризации через амплитуды падающих волн ТЕ и ТМ поляризации. С помощью формул (9), (10), (34) и (35) получаем

$$H_r^{\text{tm}} = H_i^{\text{tm}} \frac{\chi + \chi_1}{\chi + \chi_0} - E_i^{\text{te}} \frac{\chi_2}{\chi + \chi_0} \quad (37)$$

для ТМ поляризации и

$$E_r^{\text{te}} = H_i^{\text{tm}} \frac{\chi_2}{\chi + \chi_0} - E_i^{\text{te}} \frac{\chi - \chi_1}{\chi + \chi_0} \quad (38)$$

для ТЕ поляризации, где

$$\chi_1 = \frac{\Omega(k_x^2 k_y^2 - k^2 k_z^2)}{\sqrt{\varepsilon} k k_x (k_y^2 + k_z^2)}, \quad \chi_2 = \frac{2\Omega k_y k_z}{\sqrt{\varepsilon} (k_y^2 + k_z^2)}, \quad (39)$$

а χ и χ_0 определяются уравнениями (36). Отметим, что χ является комплексной величиной, в то время как χ_0 , χ_1 и χ_2 — вещественные числа.

В тех случаях, когда на образец падает волна строго одной поляризации, или ТМ, или ТЕ, удобно ввести в рассмотрение коэффициенты отражения волн соответствующих поляризации,

$$R^{\text{tm}} = \left| \frac{H_r^{\text{tm}}}{H_i^{\text{tm}}} \right|^2, \quad R^{\text{te}} = \left| \frac{E_r^{\text{te}}}{E_i^{\text{te}}} \right|^2, \quad (40)$$

и коэффициенты трансформации,

$$R^{\text{tm} \rightarrow \text{te}} = \left| \frac{E_r^{\text{te}}}{H_i^{\text{tm}}} \right|^2, \quad R^{\text{te} \rightarrow \text{tm}} = \left| \frac{H_r^{\text{tm}}}{E_i^{\text{te}}} \right|^2. \quad (41)$$

Обратим внимание на то, что из уравнений (37) и (38) следует равенство коэффициентов трансформации: $R^{\text{tm} \rightarrow \text{te}} = R^{\text{te} \rightarrow \text{tm}}$.

В случае, когда частота волны превышает частоту отсечки,

$$\Omega > \Omega_{\text{cut}} = \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{\varepsilon} \right)^{-1/2}, \quad (42)$$

величина κ_{ext} вещественна, что соответствует распространению необыкновенных ДПВ. В таких условиях сумма коэффициентов отражения и трансформации строго меньше единицы,

$$R^{tm} + R^{tm \rightarrow te} < 1, \quad R^{te} + R^{te \rightarrow tm} < 1, \quad (43)$$

поскольку часть энергии падающей волны уносится в глубь сверхпроводника. В случае же отрицательной отстройки частоты,

$$\Omega < \Omega_{\text{cut}} = \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{\varepsilon} \right)^{-1/2}, \quad (44)$$

величина κ_{ext} становится чисто мнимой. Тогда линейные ДПВ не могут распространяться в образце, и сумма коэффициентов отражения и трансформации равна единице. Ниже проанализируем случаи положительных и отрицательных отстроек частоты отдельно.

3.2. Положительная отстройка частоты

В этом случае параметр $\chi = \chi' + i\chi''$ содержит как вещественную, так и мнимую часть,

$$\chi' = \frac{(\kappa_{\text{ext}}^2 + 1)\kappa_{\text{ext}}}{\kappa_{\text{ext}}^2 + 1 - h_0^2}, \quad \chi'' = -\frac{h_0^2 \sqrt{1 - h_0^2}}{\kappa_{\text{ext}}^2 + 1 - h_0^2}, \quad (45)$$

и коэффициенты отражения могут быть записаны в виде

$$R_+^{tm/te} = \frac{(\chi' \pm \chi_1)^2 + (\chi'')^2}{(\chi' + \chi_0)^2 + (\chi'')^2}, \quad (46)$$

где ТМ поляризации соответствует знак «+» в первых скобках в числителе, ТЕ поляризации — знак «-», а вещественные величины χ_0 , χ_1 и χ_2 заданы уравнениями (36) и (39). Нижний индекс «+» обозначает случай положительной отстройки частоты, т.е. $\Omega > \Omega_{\text{cut}}$.

Для коэффициентов трансформации получаем следующее выражение:

$$R_+^{tm \rightarrow te} = R_+^{te \rightarrow tm} = \frac{\chi_2^2}{(\chi' + \chi_0)^2 + (\chi'')^2}. \quad (47)$$

3.3. Отрицательная отстройка частоты

Для этого случая удобно ввести вещественный параметр $\tilde{\kappa}_{\text{ext}}$,

$$\tilde{\kappa}_{\text{ext}} = -i\kappa_{\text{ext}} = \sqrt{1 - \Omega^2 + \kappa_y^2}. \quad (48)$$

Тогда параметр $\chi = \chi' + i\chi''$ становится чисто мнимым,

$$\chi' = 0, \quad \chi'' = \tilde{\kappa}_{\text{ext}} - \frac{h_0^2}{\tilde{\kappa}_{\text{ext}} + \sqrt{1 - h_0^2}}, \quad (49)$$

и коэффициенты отражения и трансформации принимают следующий вид:

$$R_-^{tm} = R_-^{te} = \frac{\chi_1^2 + (\chi'')^2}{\chi_0^2 + (\chi'')^2}. \quad (50)$$

$$R_-^{tm \rightarrow te} = R_-^{te \rightarrow tm} = \frac{\chi_2^2}{\chi_0^2 + (\chi'')^2}.$$

4. Анализ результатов

4.1. Коэффициенты отражения и трансформации при положительной отстройке

Проведенный нами анализ показал, что при положительной отстройке частоты, $\delta\Omega = \Omega - \Omega_{\text{cut}} > 0$, коэффициент трансформации $R_+^{tm \rightarrow te} = R_+^{te \rightarrow tm}$ всегда убывает с ростом величины постоянного магнитного поля. При этом коэффициенты отражения R_+^{tm} и R_+^{te} могут как убывать, так и возрастать с ростом магнитного поля в зависимости от параметров задачи.

На рис. 2 представлена зависимость отношения коэффициента трансформации к коэффициенту отражения $R_+^{tm \rightarrow te} / R_+^{tm}$ от величины постоянного магнитного поля h_0 при различных отстройках частоты от Ω_{cut} . Видно, что при уменьшении отстройки величина трансформации растет. Значения коэффициентов отражения

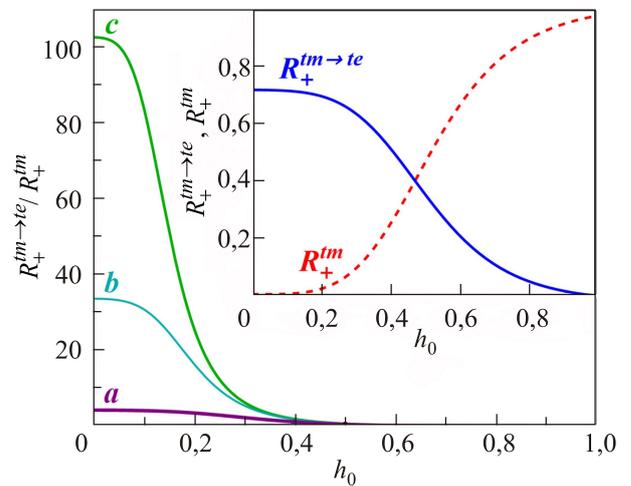


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Зависимость отношения коэффициента трансформации к коэффициенту отражения $R_+^{tm \rightarrow te} / R_+^{tm}$ от величины постоянного магнитного поля h_0 при $\delta\Omega = 0,001$ (кривая *a*), $\delta\Omega = 0,002$ (кривая *b*) и $\delta\Omega = 0,01$ (кривая *c*). Вставка: зависимости коэффициентов отражения R_+^{tm} (штриховая кривая) и трансформации $R_+^{tm \rightarrow te}$ (сплошная кривая) от величины постоянного магнитного поля h_0 при $\delta\Omega = 0,001$. Остальные параметры: $\theta_1 = \pi/8$, $\theta_2 = \pi/4$, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda_{ab} = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $\omega_J / 2\pi = 0,3$ ТГц, $\varepsilon = 16$.

R_+^{tm} и трансформации $R_+^{tm \rightarrow te}$ в функции h_0 при $\delta\Omega = 0,001$ приведены на вставке к рис. 2.

Используя уравнения (46) и (47), можно получить аналитическое выражение для отношения $R_+^{tm \rightarrow te} / R_+^{tm}$ при $h_0 = 0$, разных частотах Ω и углах θ_1 и θ_2 :

$$\frac{R_+^{tm \rightarrow te}}{R_+^{tm}} \Big|_{h_0=0} = \left(\frac{\sin 2\theta_2}{\kappa_{\text{ext}} \sqrt{\varepsilon} / \Omega + \cos \theta_1 \sin^2 \theta_2 - \cos^2 \theta_2 / \cos \theta_1} \right)^2. \quad (51)$$

Результат для отношения $R_+^{te \rightarrow tm} / R_+^{te}$ оказывается таким же, как в уравнении (51), но с заменой знака перед κ_{ext} с плюса на минус.

Напомним, что κ_{ext} — функция частоты Ω и углов θ_1 и θ_2 :

$$\kappa_{\text{ext}} = [\Omega^2 - 1 - \Omega^2 \varepsilon^{-1} \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2]^{1/2}. \quad (52)$$

Наибольшее значение отношения (51) достигается, когда отстройка частоты мала, $\delta\Omega = \Omega - \Omega_{\text{cut}} \ll 1$, угол падения θ_1 близок к нулю, а угол θ_2 близок к $\pi/4$. Коэффициент трансформации $R_+^{tm \rightarrow te}$ в этом случае близок к 1. В указанном предельном случае при $h_0 \ll 1$ он асимптотически равен

$$R_+^{tm \rightarrow te} \approx 1 - \sqrt{8\varepsilon\delta\Omega} - \frac{1}{4}(\theta_1^2 - 4\theta_2 + \pi)^2 - \varepsilon h_0^4. \quad (53)$$

Несмотря на то, что в общем случае коэффициенты отражения ТМ и ТЕ волн различны, при $\theta_2 \geq \pi/4$ всегда можно найти такое θ_1 , при котором кривые зависимостей коэффициентов отражения R_+^{tm} и R_+^{te} совпадают независимо от частоты падающей волны и магнитного поля (см. рис. 3). Данный эффект возникает, когда выполняется соотношение

$$\theta_2 = \text{arccctg} \cos \theta_1. \quad (54)$$

В частности, если $\theta_1 = 0$, кривые совпадут при $\theta_2 = \pi/4$.

4.2. Коэффициенты отражения и трансформации при отрицательной отстройке

Случай отрицательной отстройки частоты, $\delta\Omega = \Omega - \Omega_{\text{cut}} < 0$, интересен тем, что в таких условиях коэффициент трансформации $R_-^{tm \rightarrow te} = R_-^{te \rightarrow tm}$ может иметь максимум при значении h_0 , отличном от нуля и единицы. Значение магнитного поля, при котором наблюдается максимум коэффициента трансформации, можно получить аналитически:

$$h_0^{\text{max}} = \tilde{\kappa}_{\text{ext}} \sqrt{\sqrt{(\tilde{\kappa}_{\text{ext}})^{-2} - 3/4} + 1/2}, \quad (55)$$

где $\tilde{\kappa}_{\text{ext}}$ определяется выражением (48),

$$\tilde{\kappa}_{\text{ext}} = [1 - \Omega^2 + \Omega^2 \varepsilon^{-1} \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2]^{1/2}. \quad (56)$$

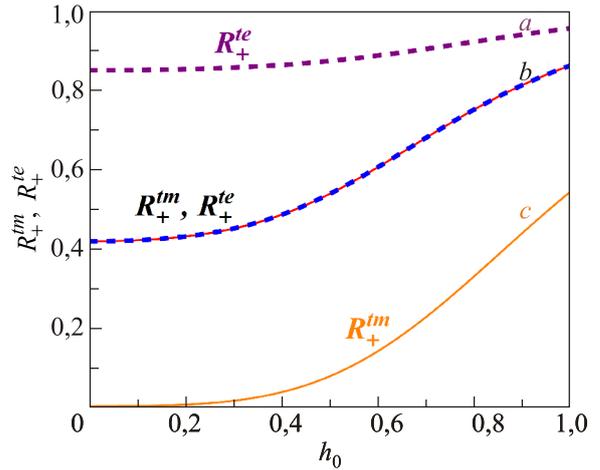


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимости коэффициентов отражения R_+^{tm} (сплошные) и R_+^{te} (штриховые линии) от постоянного магнитного поля h_0 при $\Omega = 1,1$, $\theta_1 = \pi/3$, $\theta_2 = \pi/6$ (кривые a и c) и, в соответствии с уравнением (54), $\theta_2 = \text{arccctg} \cos(\pi/3)$ (совпадающие сплошная и штриховая кривые b). Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

Рисунок 4 представляет цветом значение коэффициента трансформации $R_-^{tm \rightarrow te}$ при определенной частоте $\Omega = 0,9$ и оптимальном значении магнитного поля (55) как функцию углов θ_1 и θ_2 . Середина черной области на диаграмме представляет линию максимальных значений коэффициента трансформации $R_-^{tm \rightarrow te}$, равных единице, что соответствует следующему соотношению между θ_1 и θ_2 :

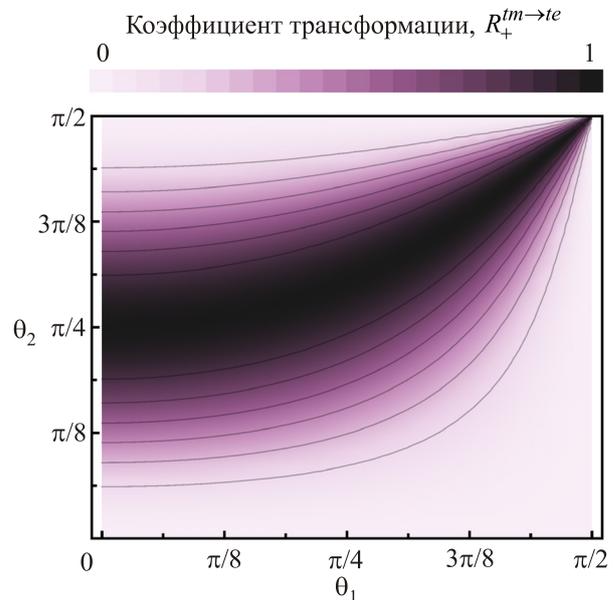


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Коэффициент трансформации $R_-^{tm \rightarrow te}$ (показанный градиентом цвета) при оптимальном значении (55) внешнего магнитного поля и при различных углах θ_1 и θ_2 . Частота волны $\Omega = 0,9$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{\sqrt{2 + \operatorname{tg}^2 \theta_1}}. \quad (57)$$

Из уравнения (57), как и на рис. 4, видно, что полной трансформации поляризации можно достичь при углах θ_2 , превышающих $\pi/4$. Подставляя (57) в неравенство (44), получаем условие для частоты волны, при выполнении которого возможна полная трансформация поляризации:

$$\Omega < \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_1}{\varepsilon(1 + \cos^2 \theta_1)} \right]^{-1/2}. \quad (58)$$

Таким образом, можно утверждать, что для заданных частоты Ω и угла падения θ_1 , удовлетворяющих соотношению (58), можно найти угол θ_2 (из уравнения (57)) и магнитное поле h_0 (из уравнения (55)), при которых коэффициент трансформации равен единице, т.е. наблюдается полная трансформация поляризации отраженной волны.

На рис. 5 приведены зависимости коэффициентов отражения и трансформации от постоянного магнитного поля. Видно, что при определенном значении магнитного поля h_0 коэффициент отражения ТМ волны R_{-}^{tm} обращается в нуль, а коэффициент трансформации $R_{-}^{tm \rightarrow te}$ соответственно в единицу, т.е. происходит полная трансформация поляризации.

При малых отстройках частоты от Ω_{cut} максимум коэффициента трансформации наблюдается при малых магнитных полях. С ростом отстройки значение h_0^{max} смещается в область полей, близких к единице. Данную тенденцию можно увидеть на рис. 6. То есть чем больше отстройка частоты от Ω_{cut} , тем правее смещается

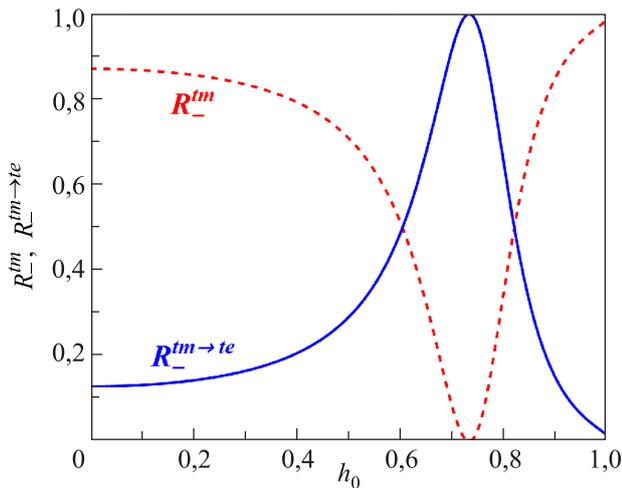


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимости коэффициентов отражения R_{-}^{tm} и трансформации $R_{-}^{tm \rightarrow te}$ от постоянного магнитного поля h_0 при $\Omega = 0,9$, $\theta_1 = \pi/3$ и $\theta_2 = \arccos(5^{-1/2})$ в соответствии с уравнением (57). Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

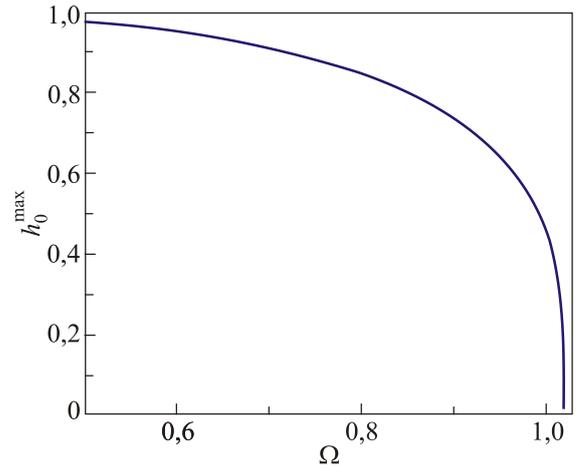


Рис. 6. Значение постоянного магнитного поля h_0^{max} , при котором наблюдается полная трансформация, в зависимости от частоты Ω . Значения параметров те же, что на рис. 5.

ется максимум кривой $R_{-}^{tm \rightarrow te}$ (минимум кривой R_{-}^{tm}) на рис. 5.

5. Заключение

В настоящей работе теоретически изучена взаимная трансформация волн поперечно-электрической (ТЕ) и поперечно-магнитной (ТМ) поляризации при их отражении от анизотропной границы полубесконечного образца слоистого сверхпроводника в присутствии внешнего постоянного магнитного поля. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и трансформации в случаях положительной отстройки частоты, когда волны могут распространяться в слоистом сверхпроводнике, и отрицательной отстройки частоты, когда падающая волна полностью отражается. Показано, что при положительных отстройках можно наблюдать частичную трансформацию поляризации в отсутствие магнитного поля и при достаточно малых отстройках частоты. При отрицательных отстройках частоты можно добиться полной трансформации ТЕ волны в ТМ и наоборот при определенном значении магнитного поля и угла поворота плоскости падения относительно кристаллографической оси образца для заданной частоты и угла падения волны. Таким образом, нами показано, что внешнее магнитное поле — удобный инструмент для управления трансформацией поляризации волн.

1. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2394 (1992).
2. R. Kleiner and P. Muller, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994).
3. V.L. Pokrovsky, *Phys. Rep.* **288**, 325 (1997).
4. K. Tamasaku, Y. Nakamura, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1455 (1992).

5. M. Tachiki, T. Koyama, and S. Takahashi, *Phys. Rev. B* **50**, 7065 (1994).
6. L.N. Bulaevskii, M.P. Maley, and M. Tachiki, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 801 (1995).
7. Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki, and T. Mochiku, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4512 (1995).
8. S. Savel'ev, V.A. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, and F. Nori, *Rep. Prog. Phys.* **73**, 026501 (2010).
9. X. Hu and S.-Z. Lin, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 053001 (2010).
10. L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K.E. Gray, W.-K. Kwok, and U. Welp, *Science* **318**, 1291 (2007).
11. T.M. Benseman, K.E. Gray, A.E. Koshelev W.-K. Kwok, U. Welp, H. Minami, K. Kadowaki, and T. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 022602 (2013).
12. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 187002 (2005).
13. V.A. Golick, D.V. Kadygrob, V.A. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, B.A. Ivanov, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 187003 (2010).
14. A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, J.A. Fan, F. Capasso, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 075101 (2010).
15. V.A. Yampol'skii, D.R. Gulevich, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **78**, 054502 (2008).
16. D.V. Kadygrob, V.A. Golick, V.A. Yampol'skii, T.M. Slipchenko, D.R. Gulevich, and Sergey Savel'ev, *Phys. Rev. B* **80**, 184512 (2009).
17. T.H. Roxhmanova, Z.A. Maizelis, C.C. Apostolov, V.A. Ямпольский, *Радиофизика и электроника* **19**, № 3, 49 (2014).
18. T.N. Rokhmanova, Z.A. Maizelis, *Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна* **21**, 16 (2014).
19. A. Dienst, E. Casandru, D. Fausti, L. Zhang, M. Eckstein, M. Hoffmann, V. Khanna, N. Dean, M. Gensch, S. Winnerl, W. Seidel, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, and A. Cavalleri, *Nature Mat.* **12**, 535 (2013).
20. C.C. Apostolov, T.H. Roxhmanova, C.I. Ханкина, В.М. Яковенко, В.А. Ямпольский, *ФНТ* **38**, 1109 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 880 (2012)].
21. T.N. Rokhmanova, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **90**, 184503 (2014).
22. S. Sakai, P. Bodin, and N.F. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **73**, 2411 (1993).
23. Ch. Helm and L.N. Bulaevskii, *Phys. Rev. B* **66**, 094514 (2002).
24. С.Н. Артеменко, С.В. Релизов, *Письма ЖЭТФ* **66**, 811 (1997).
25. M. Tachiki and M. Machida, *Physica C* **341–348**, 1493 (2000).
26. M. Machida, T. Koyama, A. Tanaka, and M. Tachiki, *Physica C* **331**, 85 (2000).
27. Yu.H. Kim and J. Pokharel, *Physica C* **384**, 425 (2003).
28. S. Rother, Y. Koval, P. Muller R. Kleiner, D. A. Ryndyk, J. Keller, and C. Helm, *Phys. Rev. B* **67**, 024510 (2003).

Transformation of the polarization
of the electromagnetic waves reflected from
the layered superconductors in an external
dc magnetic field

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

We study theoretically the reflection of the transverse-electric and transverse-magnetic waves from the surface of semi-infinite layered superconductors in the presence of external dc magnetic field. The superconducting layers are supposed to be perpendicular to the boundary of the sample. Due to the strong anisotropy of the irradiated sample boundary, the transformation of the wave polarization occurs after its reflection. We show that, despite the relatively small penetration depth of the dc magnetic field, it affects qualitatively the field distribution of the electromagnetic wave and, therefore, the reflection and transmission coefficients. Thus, the external dc magnetic field can serve as an effective tool to control the transformation of the wave polarization. We obtain analytical expressions for the reflection and transmission coefficients and define also the values of parameters, when the most effective transformation of transverse-electric waves to transverse-magnetic, and vice versa, takes place.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects;
74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures.

Keywords: Josephson effect, layered superconductors, external dc magnetic field, transformation of the polarization of the electromagnetic waves.