

Д. В. Кадыгроб¹, Н. М. Макаров², Ф. Перес-Родригес²,
Т. М. Слипченко¹, О. И. Любимов³, В. А. Ямпольский^{1,2,3}

¹Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: dimakadygrob@rambler.ru

²Venerita Universidad Autonoma de Puebla, Puebla, Pue. 72000, Mexico

³Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
4, Пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина

АНОМАЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННЫХ ПЛАСТИН СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Возбуждение собственных электромагнитных волн в ограниченных проводниках сопровождается рядом резонансных явлений, важных с точки зрения их использования в в устройствах управления светом, солнечных батареях, приборах обнаружения и фильтрации излучения в видимом и дальнем инфракрасном диапазонах частот. Желательно расширить диапазон частот, при которых наблюдаются такие явления, на терагерцевую область. В настоящей работе предсказано усиленное прохождение терагерцевого излучения через периодически модулированные пластины слоистых сверхпроводников, обусловленное дифракцией падающих волн и резонансным возбуждением собственных мод. Предполагается, что толщина пластины во много раз превышает глубину скин-слоя, и в отсутствие модуляции прозрачность пластины равна нулю с экспоненциальной точностью. В модулированной пластине электромагнитное поле переносится от облучаемой ее стороны к противоположной благодаря возбуждению волноводных мод, которые не затухают вглубь пластины, в отличие от металлов, где усиленное прохождение света связано с возбуждением поверхностных волн. Показано, что в эксперименте на графике зависимости коэффициента прохождения от угла падения волны должны наблюдаться серии резонансных пиков, соответствующих равенству волнового вектора дифрагированной волны волновому вектору одной из собственных волноводных мод. Рассмотрен также противоположный эффект, когда прозрачность модулированной тонкой пластины (с толщиной, много меньшей глубины скин-слоя) заметно уменьшается за счет резонансного возбуждения собственных мод. Ил. 4. Библиогр.: 14 назв.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, волноводные моды, поверхностные волны, терагерцевое излучение.

Со времен первых экспериментов Эббесена [1] явление усиленного прохождения света (УПС) через металлические пленки с перфорированными субволновыми отверстиями являются объектом изучения многих исследовательских групп (см., например, обзоры [2, 3] и ссылки в них). Это явление наблюдается в металлических пленках, толщина которых во много раз превышает глубину скин-слоя, и коэффициент прохождения оказывается намного больше, чем предсказывает теория Бете для электромагнитной дифракции на небольших отверстиях [4]. УПС связано с возбуждением поверхностных волн, которые резонансно возбуждаются на обеих сторонах перфорированной пленки. Обсуждение этого эффекта и некоторых альтернативных механизмов усиленного прохождения волн можно найти в обзоре [5]. Недавно возросший интерес к вышеупомянутым явлениям обусловлен его практической значимостью в устройствах управления светом, солнечных батареях, приборах обнаружения и фильтрации излучения в видимом и дальнем инфракрасном диапазонах частот.

Для наблюдения УПС в достаточно толстой металлической пластинке, очевидно, должен существовать механизм передачи электромагнитной энергии от облучаемой стороны пластины к противоположной. Отметим два известных способа сделать металлические пленки прозрачными для электромагнитных волн. Оба они характерны для чистых металлов при низких температурах. Первый из них – это так называемый эффект

аномального проникновения электромагнитного поля (ЭП) вглубь металла по цепочке ларморовских электронных орбит [6]. Во внешнем постоянном магнитном поле, параллельном поверхности образца, электроны с достаточно большими длинами свободного пробега осуществляют перенос ЭП из скин-слоя и затем «воспроизводят» его в толщине металла, образуя дополнительный токовый слой на расстоянии порядка ларморовского диаметра D_L от поверхности образца. В свою очередь, другие ларморовские электроны формируют следующий токовый слой на глубине $2D_L$ и т. д. Возникновение в глубине образца тока, параллельного поверхности, и означает аномальное проникновение поля в металл: внутри металла появляются всплески тока и поля, расстояния между которыми определяются размерами траекторий электронов. Таким образом, ларморовские электроны могут служить переносчиками электромагнитной энергии через металлические пленки.

Второй механизм связан с различными видами слабозатухающих электромагнитных волн: геликонов, доплеронов, циклотронных волн и т. д. (см., например, работы [7, 8]). При определенных условиях в присутствии внешнего постоянного магнитного поля они могут распространяться в металлах и переносить ЭП от облучаемой стороны пленки к противоположной.

В данной работе рассматривается новый механизм УПС, который является своего рода комбинацией упомянутых выше двух механизмов.

Мы предсказываем и аналитически изучаем аномальную прозрачность периодически модулированных пластин слоистых сверхпроводников в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот. Предполагается, что критическая плотность джозефсоновского тока J_c периодически промодулирована вдоль слоев с пространственным периодом L . Такая модуляция может быть достигнута, например, ионным облучением образца, покрытого периодически модулированной маской [9], или с помощью «*pancake*»-эффекта, контролируемого внешним магнитным полем [10, 11]. Как и в случае с УПС в металлах, модуляция приводит к образованию дифрагированных волн, которые при резонансе возбуждают собственные электромагнитные моды.

Джозефсоновский ток, протекающий поперек слоев, взаимодействуя с ЭП внутри пластины, приводит к существованию особого рода элементарных возбуждений – джозефсоновских плазменных волн (ДПВ) ([12] и ссылки в нем). Сама слоистая структура сверхпроводника способствует распространению электромагнитных волн. Спектр этих волн расположен выше так называемой джозефсоновской плазменной частоты ω_J , которая соответствует субмиллиметровым длинам волн. Этот ТГц диапазон очень важен с точки зрения различных приложений, что определяет не только научный, но и практический интерес к джозефсон-плазменным колебаниям.

Следует также отметить принципиальное отличие ДПВ в сильно анизотропных слоистых сверхпроводниках от электромагнитных волн в изотропных средах, например, в обычных металлах. В отличие от волн в металлах, закон дисперсии ДПВ имеет «гиперболическую форму» [12]:

$$\frac{k_{xx}^2 \lambda_c^2}{\omega^2 / \omega_J^2 - 1} - k_{zz}^2 \lambda_{ab}^2 = 1. \quad (1)$$

Здесь ω – частота волны; k_{xx} и k_{zz} – компоненты волновых векторов вдоль и поперек сверхпроводящих слоев соответственно; $\lambda_c = c / \omega_J \varepsilon^{1/2}$ и λ_{ab} – лондоновские глубины проникновения магнитного поля вдоль и поперек сверхпроводящих слоев соответственно; $\omega_J \sim 1$ ТГц – джозефсоновская плазменная частота; ε – межслойная диэлектрическая проницаемость; c – скорость света в вакууме.

Из уравнения (1) следует, что ДПВ могут распространяться поперек слоев только при частотах $\omega > \omega_J$. Более того, продольная компонента волнового вектора k_{xx} должна быть достаточно велика:

$$k_{xx} > k_c = \frac{1}{\lambda_c} \sqrt{(\omega / \omega_J)^2 - 1}. \quad (2)$$

Именно в этом неравенстве содержится принципиальное отличие эффекта УПС в металлах от слоистых сверхпроводников. Для металлов не только основная волна с $k_{xx} = (\omega / c) \sin \theta$, но и все дифрагированные волны с $k_{xx} = (\omega / c) \sin \theta + ng$ экспоненциально затухают к середине образца (здесь θ – угол падения, g – период модуляции обратной решетки и дифракционный порядок, n – целое число). Наоборот, для слоистых сверхпроводников основная (базовая) волна с $(\omega / c) \sin \theta < k_c$ экспоненциально затухает вглубь пластины, а дифрагированные волны с $|(\omega / c) \sin \theta + ng| > k_c$ могут распространяться поперек слоев, и следовательно, могут служить переносчиками электромагнитной энергии подобно геликонам, доплеронам и циклотронным волнам, которые описаны в работах [6, 7]. Таким образом, дифракция в металлах может привести к резонансному возбуждению симметричных или антисимметричных поверхностных волн, в то время как дифракция в слоистых сверхпроводниках приводит к резонансному возбуждению волноводных мод, которые не затухают вглубь пластины, а осциллируют поперек слоев.

В настоящей работе аналитически изучается явление УПС в слоистых сверхпроводниках в простейшем случае слабой гармонической модуляции в условиях, когда выполняются неравенства $(\omega / c) \sin \theta < k_c < |(\omega / c) \sin \theta \pm g|$.

1. Постановка задачи. ЭП в вакууме и слоистом сверхпроводнике. Рассмотрим пленку слоистого сверхпроводника толщиной d , окруженную вакуумом. Выберем систему координат таким образом, чтобы кристаллографическая плоскость ab совпадала с плоскостью xy , а ось z была направлена вдоль кристаллографической оси c , начало координат $z = 0$ лежало на верхней границе образца. Геометрия задачи схематически представлена на рис. 1.

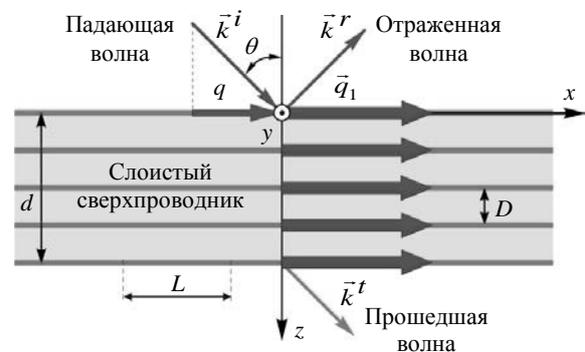


Рис. 1. Геометрия задачи \vec{k}^i, \vec{k}^r и \vec{k}^t – волновые векторы падающей, отраженной и прошедших волн соответственно; \vec{q}_1 – продольный волновой вектор возбуждаемых волноводных мод

Предположим, что критическая плотность джозефсоновского тока J_c , а следовательно, и джозефсоновская плазменная частота ω_J периодически промодулированы в направлении оси x с пространственным периодом L :

$$\begin{aligned} \omega_J(x) &= \omega_J[1 + f \cos(gx)], \\ g &= 2\pi / L, \quad f \ll 1. \end{aligned} \quad (3)$$

Пусть p – поляризованная плоская монохроматическая волна с электрическим $\vec{E}^{inc} = \{E_x^{inc}, 0, E_z^{inc}\}$ и магнитным $\vec{H}^{inc} = \{0, H^{inc}, 0\}$ полями падает из вакуумного полупространства на периодически модулированную пластину слоистого сверхпроводника под некоторым углом θ . Тангенциальная и нормальная компоненты ее волнового вектора \vec{k}^i следующие:

$$\begin{aligned} k_x &\equiv q = k \sin \theta, \\ k_z &= k \cos \theta, \quad k = \omega / c. \end{aligned} \quad (4)$$

Периодическая модуляция (3) приводит к образованию дифрагированных волн с $q_n = q + ng$. Для простоты будем рассматривать волны с первым дифракционным порядком $q_1 = q + g$, которые приводят к УПС, когда q_1 становится сравнимым с волновым вектором одной из собственных мод. Аналогично эти результаты могут быть обобщены и для -1 -го дифракционного порядка $q_{-1} = |q - g|$.

Предполагается, что дифрагированная волна в вакууме является затухающей ($q_1 > \omega / c$), а волновой вектор \vec{q}_1 сравним по модулю с соответствующим волновым вектором одной из собственных мод. Таким образом, ЭП в вакууме над сверхпроводником ($z < 0$) может быть представлено в виде суммы падающей волны (с единичной амплитудой), зеркально отраженной ($n = 0$) волны и затухающей дифрагированной волной 1 -го порядка ($n = 1$).

Магнитная $H_{top}^V(x, z)$ и тангенциальная компоненты ЭП $E_{x,top}^V(x, z)$ в вакууме имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} H_{top}^V &= \exp(iqx + ikz \cos \theta) + \\ &+ R_0 \exp(iqx - ikz \cos \theta) + \\ &+ R_1 \exp(iq_1x + \kappa_1^V z); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{x,top}^V(x, z) &= \cos \theta [\exp(iqx + ikz \cos \theta)] - \\ &- R_0 \exp(iqx - ikz \cos \theta) - \\ &- \frac{i\kappa_1^V}{k} R_1 \exp(iq_1x - \kappa_1^V z), \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициент затухания $\kappa_1^V = \sqrt{q_1^2 - k^2} > 0$.

ЭП под сверхпроводником ($z > d$) содержит прошедшую волну и неоднородную волну 1 -го дифракционного порядка

$$\begin{aligned} H_{bot}^V(x, z) &= T_0 \exp[iqx + ik(z - d) \cos \theta] + \\ &+ T_1 \exp[iq_1x - \kappa_1^V(z - d)]; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} E_{x,bot}^V(x, z) &= \\ &= \cos \theta T_0 \exp[iqx + ik(z - d) \cos \theta] + \\ &+ \frac{i\kappa_1^V}{k} T_1 \exp[iq_1x - \kappa_1^V(z - d)]. \end{aligned} \quad (8)$$

ЭП в слоистом сверхпроводнике определяется распределением градиентно-инвариантной разности фаз $\varphi(x, z, t)$ параметра порядка между сверхпроводящими плоскостями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H^s}{\partial x} &= -\frac{H_0}{\lambda_c \omega_J^2} [\omega_J^2(x)(1 - i\Gamma_c) - \omega^2] \varphi, \\ H_0 &= \frac{\Phi_0}{2\pi D \lambda_c}, \quad E_z^s = -iH_0 k \lambda_c \varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

$$E_x^s = ik(1 + i\Gamma_{ab}) \lambda_{ab}^2 \frac{\partial H^s}{\partial z}.$$

Здесь $\omega_J(x)$ определяется из уравнения (3); $\omega_J = (8\pi e D J_c / \hbar \varepsilon)^{1/2}$ – джозефсоновская плазменная частота без учета модуляции; J_c – максимальное значение плотности джозефсоновского тока $j_z = J_c \sin \varphi$; D – пространственный период слоистой структуры; $\Phi_0 = \pi \hbar / e$ – квант магнитного потока. Безразмерные релаксационные частоты $\Gamma_{ab} = 4\pi \sigma_{ab} \omega \lambda_{ab}^2 / \varepsilon \omega_J^2 \lambda_c^2$ и $\Gamma_c = 4\pi \sigma_c \omega / \varepsilon \omega_J^2$ пропорциональны усредненным квазичастичным проводимостям σ_{ab} (вдоль слоев) и σ_c (поперек слоев). Далее мы пренебрегаем величиной Γ_c из-за малости σ_c .

Градиентно-инвариантная разность фаз φ удовлетворяет системе так называемых связанных синусоидальных уравнений Гордона [12]. В континуальном пределе и в линейном приближении она сводится к уравнению

$$\begin{aligned} \left[1 - (1 + i\Gamma_{ab}) \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] [\omega_J^2(x) - \omega^2] \varphi - \\ - \lambda_c^2 \omega_J^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

которое может быть аналитически решено в пределе малой амплитуды модуляции $f \ll 1$ (см. (3)). Тогда из (9) получаем следующее выражение для распределения магнитного поля внутри пластины слоистого сверхпроводника, при $0 < z < d$:

$$H^s(x, z) = \Psi_0(x) \times [C_0^+ \exp[p_0(z-d)] + C_0^- \exp(-p_0z)] + \Psi_1(x) [C_1^+ \exp(i\kappa_1^s z) + C_1^- \exp(-i\kappa_1^s z)], \quad (11)$$

где

$$\Psi_0(x) = \exp(iqx) - F_{01} \exp(iq_1x), \quad (12)$$

$$\Psi_1(x) = \exp(iq_1x) - F_{01} \exp(iqx);$$

$$p_0 = \frac{1}{\lambda_{ab}} \left(1 - \frac{i\Gamma_{ab}}{2}\right) \sqrt{1 - \frac{\lambda_c^2 q^2}{\Omega^2 - 1}} \times \left(1 + \frac{FF_{01}}{2} \frac{q^2}{\Omega^2 - 1 - q^2}\right),$$

$$\kappa_1^s = \frac{1}{\lambda_{ab}} \left(1 - \frac{i\Gamma_{ab}}{2}\right) \sqrt{\frac{\lambda_c^2 q^2}{\Omega^2 - 1} - 1} \times \left(1 + \frac{FF_{01}}{2} \frac{q_1^2}{q_1^2 - \Omega^2 + 1}\right), \quad (13)$$

$$F = \frac{f}{\Omega^2 - 1}, \quad F_{01} = F \frac{qq_1}{q_1^2 - q^2}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_J}.$$

Тангенциальная компонента ЭП имеет следующий вид:

$$E_x^s(x, z) = i \left(1 + \frac{i\Gamma_{ab}}{2}\right) \times \{a_0 \Psi_0(x) [C_0^+ \exp[p_0(z-d)] - C_0^- \exp[-p_0z]] + a_1 \Psi_1(x) [C_1^+ \exp[i\kappa_1^s z] - C_1^- \exp[-i\kappa_1^s z]]\}, \quad (14)$$

где

$$a_0 = k\lambda_{ab} \sqrt{1 - \frac{\lambda_c^2 q^2}{\Omega^2 - 1}}, \quad (15)$$

$$a_1 = k\lambda_{ab} \sqrt{\frac{\lambda_c^2 q_1^2}{\Omega^2 - 1} - 1}$$

– поверхностные импедансы для основной и дифрагированной волн 1-го порядка соответственно.

2. Коэффициенты прохождения и отражения. Сшивая тангенциальные компоненты электрических и магнитных полей на границах $z=0$ и $z=d$ сверхпроводника, получаем систему восьми линейных алгебраических уравнений для восьми неизвестных $R_0, R_1, T_0, T_1, C_0^+, C_0^-, C_1^+$ и C_1^- . Решая эту систему, находим искомые коэффициенты прохождения $|T_0|^2$ и отражения $|R_0|^2$ для сверхпроводящей пластины

$$|T_0|^2 = \frac{4F_{01}^4 a_1^2 / \cos^2 \theta}{W^2 + B^2}; \quad (16)$$

$$|R_0|^2 = \frac{W^2 + (\kappa_1^s d \Gamma_{ab} / 2)^2}{W^2 + B^2}, \quad (17)$$

где

$$W = \text{tg}(\kappa_1^s d) - 2 \frac{k}{\kappa_1^s} a_1; \quad (18)$$

$$B = \frac{\kappa_1^s d}{2} \Gamma_{ab} + 2F_{01}^2 \frac{a_1}{\cos \theta}. \quad (19)$$

Уравнение $W=0$ определяет спектр симметричных и антисимметричных волноводных собственных мод в немодулированной пластине слоистого сверхпроводника [13], т. е. с $F=0$ в уравнении (13). Слабая модуляция дисперсионных кривых и к дополнительному затуханию, а именно к утечке собственно-модовой энергии благодаря дифракции. Эта утечка определяется вторым слагаемым в выражении (19).

Уравнения (16) и (17) описывают резонансное усиление прозрачности для ТГц волн и, соответственно, подавление зеркального отражения благодаря возбуждению волноводных мод 1-го дифракционного порядка. Очевидно, что похожие выражения могут быть получены и для -1 -го дифракционного порядка. Для этого просто следует заменить $q_1 = g + k \sin \theta$ на $q_{-1} = |k \sin \theta - g|$ во всех формулах. На рис. 2 продемонстрирована серия резонансных пиков зависимости коэффициента прохождения $|T_0|^2$ и отражения $|R_0|^2$ от угла падения θ .

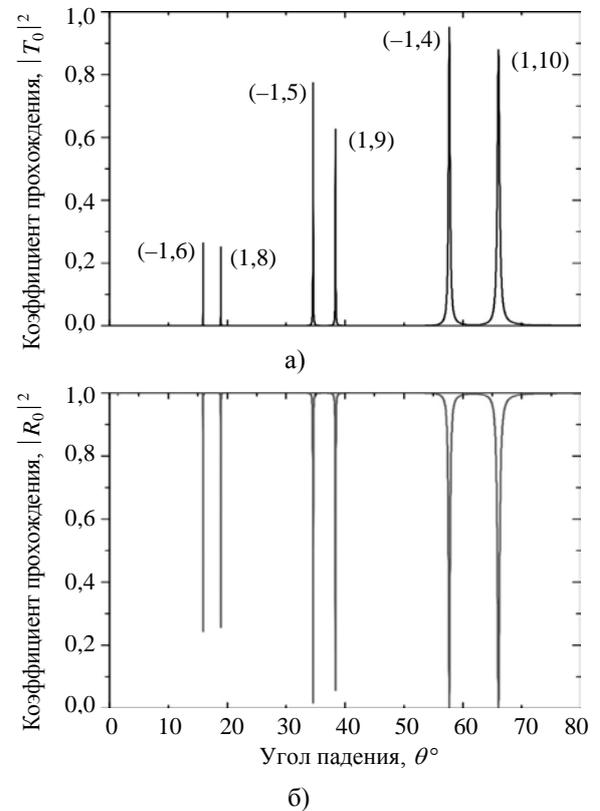


Рис. 2. Зависимости коэффициентов прохождения $|T_0|^2$ и отражения $|R_0|^2$ как функции угла падения θ для $d = \lambda_c = 10\lambda_{ab}$, $\varepsilon = 16$, $\Gamma_{ab} = 10^{-4}$, $f = 0,2$, $\Omega = 1,1$, $gc/\omega = 3$

Три пиковых значения связаны с резонансом для 1-го порядка дифракции, когда аргумент $\kappa_1^S d$ тангенса в выражении (18) близок к $m\pi$, где $m = 8, 9, 10$; остальные три пика соответствуют -1 -му дифракционному резонансу при $\kappa_{-1}^S d \approx m\pi$ с $m = 4, 5, 6$. Первое число в скобках указывает дифракционный порядок соответствующего резонанса, а второе – номер возбуждаемой волноводной моды.

Резонансное возбуждение собственных мод и, в частности, эффект УПС можно наглядно проиллюстрировать распределением магнитного поля, которое приведено на рис. 3.

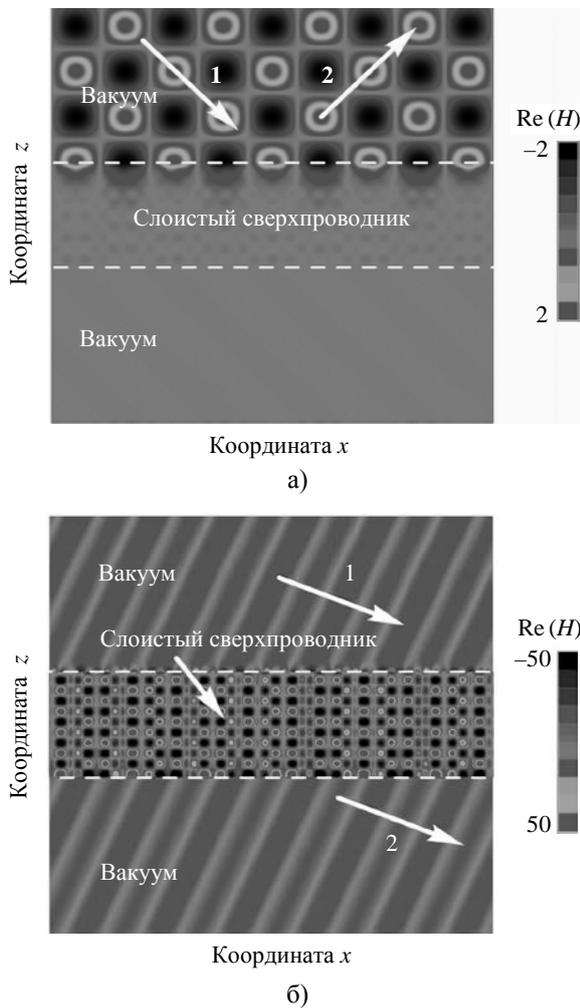


Рис. 3. Распределение магнитного поля: а) – нерезонансный случай $\theta = 45^\circ$, $1 - \vec{k}^i$, $2 - \vec{k}^r$; б) – резонансная дифракция для $n = +1$, $\theta = 66,1^\circ$, $1 - \vec{k}^i$, $2 - \vec{k}^r$. Другие параметры задачи такие же, как и на рис. 2. Масштаб вдоль оси z в области сверхпроводящей пластины увеличен в 10 раз

Видно, что в нерезонансном случае падающая на границу вакуум – сверхпроводник волна полностью отражается и создает интерферен-

ционную картину в вакуумном полупространстве. В резонансном же случае вся энергия падающей волны полностью поглощается и от слоистого сверхпроводника ничего не отражается. При этом большая часть этой энергии посредством возбуждения собственных мод переносится на противоположную сторону пластины. Это приводит к появлению интерференционной картины в пластине слоистого сверхпроводника и к возникновению косых волновых фронтов в вакууме над и под пластиной.

3. Резонансный эффект подавления коэффициента прозрачности тонкой пластины слоистого сверхпроводника. В настоящей работе мы изучили также противоположный эффект – резонансное подавление коэффициента прохождения ТГц волн сквозь тонкую пластину (с толщиной меньше глубины скин-слоя) слоистого сверхпроводника. Действительно, как было показано в работе [14], резонансное возбуждение собственных электромагнитных волн в тонком проводнике сопровождается значительным увеличением диссипации энергии, и, как следствие, к заметному подавлению коэффициента прохождения. В качестве примера такого эффекта в слоистом сверхпроводнике мы рассчитали коэффициент прозрачности для случая $d / \lambda_{ab} = 0,1$, $\lambda_c / \lambda_{ab} = 10$, $\varepsilon = 16$, $\Gamma_{ab} = 10^{-5}$, $f = 1$, $\Omega = 5$, $L = 2\lambda_c$ (рис. 4).

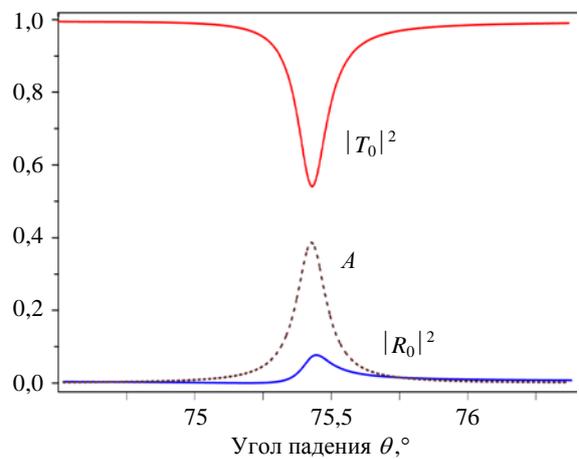


Рис. 4. Зависимости коэффициентов прохождения $|T_0|^2$, отражения $|R_0|^2$ и поглощения A в функции угла падения θ для $d / \lambda_{ab} = 0,1$, $\lambda_c / \lambda_{ab} = 10$, $\varepsilon = 16$, $\Gamma_{ab} = 10^{-5}$, $f = 1$, $\Omega = 5$, $L = 2\lambda_c$

Выводы. Таким образом, предсказано резонансное явление аномальной прозрачности слоистых сверхпроводников в ТГц диапазоне частот. Этот эффект обусловлен дифракцией падающих волн и резонансным возбуждением собственных мод. В модулированной пластине ЭП переносится от облучаемой ее стороны к противо-

положительной благодаря возбуждению волноводных мод, которые не затухают вглубь пластины, в отличие от металлов, где УПС связано с возбуждением поверхностных волн. Продемонстрированы теоретические зависимости коэффициента прохождения от угла падения. Рассмотрен также противоположный эффект, когда прозрачность модулированной тонкой пластины (с толщиной, много меньшей глубины скин-слоя) заметно уменьшается за счет резонансного возбуждения собственных мод.

Библиографический список

1. *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays* / T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al. // *Nature*. – 1998. – 391, N 6668. – P. 667–669.
2. *Genet C. Light in tiny holes* / C. Genet, T. W. Ebbesen // *Nature*. – 2007. – 445, N 7123. – P. 39–46.
3. *Light passing through subwavelength apertures* / F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, L. Kuipers // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – 82, iss. 1. – P.729–787.
4. *Bethe H. A. Theory of diffraction by small holes* / H. A. Bethe // *Phys. Rev.* – 1944. – 66, iss. 7–8. – P. 163–182.
5. *Zayats A. V. Nano-optics of surface plasmon polaritons* / A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin // *Phys. Rep.* – 2005. – 408, iss. 3–4. – P.131–314.
6. *Канер Э. А. Аномальное проникновение электромагнитного поля в металл и радиочастотные размерные эффекты* / Э. А. Канер, В. Ф. Гантмахер // *Успехи физ. наук*. – 1968. – 94, № 2. – С. 193–241.
7. *Канер Э. А. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле* / Э. А. Канер, В. Г. Скобов // *Успехи физ. наук*. – 1966. – 89, № 7. – С. 367–408.
8. *Platzman P. M. Waves and interactions in solid state plasmas* / P. M. Platzman and P. A. Wolff. – N. Y.: Academic Press, 1973. – 304 p.
9. *Modification of vortex behavior through heavy ion lithography* / W. K. Kwok, R. J. Olsson, G. Karapetrov et al. // *Physica C*. – 2002. – 382, iss. 1. – P. 137–142.
10. *Koshelev A. E. Crossing lattices, vortex chains, and angular dependence of melting line in layered superconductors* / A. E. Koshelev // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – 83, iss. 1. – P. 187–190.
11. *Savel'ev S. E. London theory of the crossing vortex lattice in highly anisotropic layered superconductors* / S. E. Savel'ev, J. Mirković, K. Kadowaki // *Phys. Rev. B*. – 2001. – 64, iss. 9. – 094521 (14 p.).
12. *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. – 026501 (49 p.).
13. *Surface and waveguide Josephson plasma waves in slabs of layered superconductors* / T. M. Slipchenko, D. V. Kadygrob, D. Bogdanis et al. // *Phys. Rev. B*. – 2011. – 84, iss. 22. – 224512 (8 p.).
14. *Resonantly suppressed transmission and anomalously enhanced light absorption in periodically modulated ultrathin metal films* / I. S. Spevak, A. Yu. Nikitin, E. V. Bezuglyi et al. // *Phys. Rev. B*. – 2009. – 79, iss. 16. – 161406 (4 p.).

Рукопись поступила 28.11.2012 г.

D. V. Kadygrob, N. M. Makarov, F. Perez-Rodriguez, T. M. Slipchenko, O. I. Lubimov, V. A. Yampol'skii

ANOMALOUS TRANSPARENCY OF PERIODICALLY MODULATED SLABS OF LAYERED SUPERCONDUCTORS FOR TERAHERTZ RADIATION

We predict the enhanced transmissivity of modulated slabs of layered superconductors for terahertz radiation due to the diffraction of the incident wave and the resonance excitation of the eigenmodes. The electromagnetic field is transferred from the irradiated side of a slab of layered superconductor to the other one by excited waveguide modes which do not decay deep into the slab, contrary to metals, where the enhanced light transmission is caused by the excitation of the evanescent surface waves. We show that a series of resonance peaks can be observed in the dependence of the transmittance on the varying incidence angle, when the dispersion curve of the diffracted wave crosses successive dispersion curves for the WGMs. We also consider the opposite effect when the transparency of a modulated thin slab (with a thickness much less than the skin depth) is significantly reduced due to the resonant excitation of the eigenmodes.

Key words: layered superconductor, waveguide modes, surface waves, terahertz radiation.

Д. В. Кадыгроб, М. М. Макаров, Ф. Перес-Родригес, Т. М. Сліпченко, О. І. Любімов, В. О. Ямпольський

АНОМАЛЬНА ПРОЗОРИСТЬ ПЕРІОДИЧНО МОДУЛЬОВАНИХ ПЛАСТИН ШАРУВАТИХ НАДПРОВІДНИКІВ В ТЕРАГЕРЦЕВОМУ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

Збудження власних електромагнітних хвиль в обмежених провідниках супроводжується рядом резонансних явищ, важливих з точки зору їх використання в пристроях управління світлом, сонячних батареях, приладах виявлення та фільтрації випромінювання у видимому і дальньому інфрачервоному діапазонах частот. Дуже бажано розширити діапазон частот, при яких спостерігаються такі явища на терагерцову область. В роботі розглянуто посилене проходження терагерцового випромінювання крізь періодично модульовані пластини шаруватих надпровідників, що обумовлене дифракцією падаючих хвиль і резонансним збудженням власних мод. Передбачається, що товщина пластины у багато разів перевищує глибину скин-шару, і в відсутності модуляції прозорість пластины дорівнює нулю з експоненційною точністю. У модульованій пластині електромагнітне поле переноситься від опромінюваного боку до протилежної завдяки збудженню хвилеводних мод, які не затухають в глибину пластины, на відміну від металів, де посилене проходження світла пов'язано зі збудженням поверхневих хвиль. Показано, що в експерименті на графіку залежності коефіцієнта проходження від кута падіння хвилі повинні спостерігатися серії резонансних піків, які відповідають рівності хвильового вектора дифрагованої хвилі та хвильового вектора однієї з власних хвилеводних мод. Розглянуто також протилежний ефект, коли прозорість модульованої тонкої пластины (з товщиною значно меншою глибини скин-шару) помітно зменшується за рахунок резонансного збудження власних мод.

Ключові слова: шаруватий надпровідник, хвилеводні моди, поверхневі хвилі, терагерцеве випромінювання.