

КОСЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ
В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

Впервые теоретически исследованы косые поверхностные джозефсоновские плазменные волны (ПДПВ), распространяющиеся вдоль границы раздела сред диэлектрик – слоистый сверхпроводник. Рассмотрен случай, когда слои сверхпроводника перпендикулярны границе раздела сред. Косые ПДПВ представляют собой поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся под произвольным углом к слоям сверхпроводника. Поле косых ПДПВ является суперпозицией обыкновенной и необыкновенной поверхностных электромагнитных волн. Получено дисперсионное уравнение косых ПДПВ, являющееся наиболее общим дисперсионным уравнением ПДПВ для рассматриваемой ориентации слоев сверхпроводника относительно границы. Решена задача возбуждения косых ПДПВ методом нарушенного полного внутреннего отражения. Установлено, что при возбуждении косых ПДПВ в призме возникает дополнительная отраженная волна с поляризацией, ортогональной поляризации падающей волны. Показано, что при некоторых оптимальных параметрах структуры коэффициент отражения возбуждающей волны в призме может обратиться в нуль. Ил. 8. Библиогр.: 16 назв.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, косые поверхностные джозефсоновские плазменные волны, обыкновенная и необыкновенная электромагнитная волна, метод нарушенного полного внутреннего отражения.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭМВ) представляют собой особый вид макроскопических возмущений, распространяющихся вдоль поверхностей или границ раздела сред. Напряженность электромагнитного поля в таких волнах экспоненциально убывает при удалении от границы [1]. Поверхностные электромагнитные возмущения, возникающие в результате взаимодействия электромагнитных полей *ТМ*-типа с колебаниями приповерхностной электронной плазмы проводника, получили название поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Примером таких ПЭМВ могут служить ППП, распространяющиеся вдоль границы раздела металл – диэлектрик. Одним из основных условий распространения ППП является малость частоты релаксации импульса электронов в металле ν по сравнению с частотой волны ω , т. е. $\omega \gg \nu$. В металлах величина ν может изменяться от значений 10^8 с^{-1} при гелиевых температурах до значений 10^{14} с^{-1} при комнатных температурах [2]. Таким образом, ППП при гелиевых температурах могут распространяться в терагерцевой (ТГц) области частот. Однако такие ППП являются слабо локализованными в диэлектрике, поскольку их частоты в этом диапазоне много меньше частоты поверхностных электростатических колебаний ω_{sp} . Для границы металл – диэлектрик (с проницаемостью ϵ_1) эта частота равна $\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_1}$, где

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m_0} \quad (1)$$

представляет собой плазменную частоту электронов проводимости металла; e – заряд электрона; n – концентрация электронов проводимости;

m_0 – масса свободного электрона. Для концентрации электронов $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ имеем $\omega_p \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Наиболее локализованными вблизи границы являются ППП, частоты которых лежат в оптическом диапазоне.

Отметим, что на поверхности полупроводников также могут распространяться ППП в ТГц области спектра. При этом диссипативные потери ППП оказываются достаточно большими, что ограничивает величину замедления ППП и длину их распространения вдоль поверхности полупроводника [3].

В низкотемпературных сверхпроводниках (например, Pb, Ta, Nb) при выполнении условия

$$\hbar\omega < 2\Delta \quad (2)$$

(где \hbar – постоянная Планка, ω – частота электромагнитного возмущения, Δ – ширина сверхпроводящей щели) имеется возможность распространения слабозатухающих ППП [4], причем на границе сверхпроводник – диэлектрик поверхностные волны могут распространяться в той области частот, в которой в нормальном состоянии распространение слабозатухающей волны невозможно (именно, при $\omega \ll \nu$, где ν – частота релаксации импульса электрона в сверхпроводнике). Такие ППП являются слабо локализованными в области диэлектрика вследствие того, что их частоты ω много меньше эффективной плазменной частоты сверхпроводящих электронов. Эта частота является величиной порядка 10^{15} с^{-1} и по-прежнему определяется формулой (1), в которой n имеет смысл концентрации сверхпроводящих электронов. В области частот $\omega \rightarrow \omega_{sp}$, в которой ППП хорошо локализованы вблизи границы,

условие $\hbar\omega < 2\Delta$ нарушается и затухание ППП становится большим.

С появлением слоистых сверхпроводников, таких как $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и подобных им соединений, ситуация с возможностью распространения хорошо локализованных ППП в ТГц области частот кардинальным образом улучшилась. Причиной этого является сильная анизотропия их проводящих свойств. Действительно, токи в плоскости слоев (в \vec{ab} -плоскости) в сотни раз превышают токи вдоль кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника. Следствием такой анизотропии является наличие двух эффективных плазменных частот, различающихся на два порядка по величине. Одна из этих частот ω_J является величиной порядка 10^{12} с^{-1} , и для нее выполняется условие $\hbar\omega_J < 2\Delta$, где Δ – ширина сверхпроводящей щели слоистого сверхпроводника. Важно отметить, что слоистые сверхпроводники являются плазмоподобными средами особого типа. Так, например, в этих средах электродинамическая связь между сверхпроводящими слоями CuO_2 , разделенных слоями диэлектрика, осуществляется за счет внутреннего эффекта Джозефсона. Плазма слоистых сверхпроводников поддерживает распространение электромагнитных колебаний особого вида – так называемых джозефсоновских плазменных колебаний (см., например, обзоры [5, 6] и цитируемую в них литературу). Частоты этих колебаний меньше некоторой критической частоты ω_J , получившей название джозефсоновской плазменной частоты [7, 8]. Практический интерес к этим волнам обусловлен тем, что они принадлежат к ТГц диапазону частот, очень важному с точки зрения различных возможных приложений, но все еще весьма трудно достижимому для современных электронных и оптических устройств. Следует также указать на существование еще одной группы слоистых сверхпроводников – искусственно созданных слоистых структур на основе джозефсоновских контактов $\text{Nb} - \text{Al} - \text{AlO}_x - \text{Nb}$ (см. [9] и цитируемую в ней литературу).

Теоретический интерес к слоистым сверхпроводникам связан не только с сильной анизотропией их проводящих свойств. Физическая природа токов в плоскости слоев (в \vec{ab} -плоскости) и в направлении кристаллографической оси \vec{c} также является различной. В плоскости сверхпроводящих слоев ток J_{ab} имеет ту же природу, что и токи в обычных сверхпроводниках. Плотность сверхпроводящего тока вдоль оси \vec{c} является джозефсоновской:

$$\vec{J} = \vec{J}_c \sin \varphi, \quad (3)$$

где J_c – максимальная плотность джозефсоновского тока; φ – межслойная калибровочно-инвариантная разность фаз параметра порядка. Отметим, что в дальнейшем мы будем принимать во внимание обе квазичастичные проводимости слоистого сверхпроводника: σ_{ab} (в плоскости слоев) и σ_c (в направлении кристаллографической оси \vec{c}). Учет проводимости σ_{ab} связан с тем, что рассматриваемые в данной работе частоты могут значительно отличаться от частоты ω_J , а учет проводимости σ_c необходим в силу того, что эта проводимость является физической причиной экспоненциального затухания полей электромагнитной волны, распространяющейся вглубь сверхпроводника [5]. Заметим, что в общем случае калибровочно-инвариантная разность фаз $\varphi(\vec{r}, t)$ является функцией координат и времени, а ее распределение в слоистом сверхпроводнике определяет свойства электромагнитного поля. Эта разность фаз описывается набором связанных уравнений синус-Гордона [5]. В непрерывном пределе разность фаз $\varphi(\vec{r}, t)$ может быть исключена из линеаризованных уравнений синус-Гордона. В этом случае электродинамика слоистого сверхпроводника может быть описана с помощью диагонального тензора диэлектрической проницаемости (см., например, [5, 10]). В приближении, когда толщина сверхпроводящих слоев полагается много меньше толщины слоев диэлектрических, выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости в плоскости слоев ε_{ab} и в направлении кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника ε_c имеют вид

$$\varepsilon_{ab} = \varepsilon \left(1 - \frac{\omega_J^2 \gamma^2}{\omega^2} + i v_{ab} \frac{\omega_J \gamma^2}{\omega} \right); \quad (4)$$

$$\varepsilon_c = \varepsilon \left(1 - \frac{\omega_J^2}{\omega^2} + i v_c \frac{\omega_J}{\omega} \right), \quad (5)$$

где $v_{ab} = 4\pi\sigma_{ab}/(\varepsilon\omega_J\gamma^2)$; $v_c = 4\pi\sigma_c/(\varepsilon\omega_J)$; $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} \gg 1$; λ_{ab} и λ_c – лондоновские глубины проникновения магнитного поля поперек и вдоль слоев соответственно. Видно, что частоты релаксации v_{ab} и v_c пропорциональны квазичастичным проводимостям σ_{ab} (в плоскости слоев) и σ_c (поперек слоев) соответственно. Джозефсоновская плазменная частота ω_J определяется следующим выражением: $\omega_J = (8\pi e D J_c / \hbar \varepsilon)^{1/2}$, где D – период структуры; ε – межслойная диэлектрическая постоянная.

В настоящей работе теоретически демонстрируется возможность существования косых

поверхностных джозефсоновских плазменных волн (ПДПВ), распространяющихся на границе раздела сред диэлектрик – слоистый сверхпроводник для случая, когда слои сверхпроводника перпендикулярны этой границе. Поле косых ПДПВ представляет собой суперпозицию обыкновенной и необыкновенной ПЭМВ, являющихся собственными поверхностными модами для рассматриваемой геометрии границы раздела сред. Исследовано возбуждение косых ПДПВ с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО, см. [1]). Показано, что особенность структуры поля косых ПДПВ приводит к появлению двух отраженных волн в призме с взаимно ортогональными поляризациями. Найдено, что путем соответствующего подбора параметров возбуждающей системы можно добиться практически полного подавления (т. е. обращения в нуль) коэффициента отражения одной из этих волн. Такое явление может быть использовано, например, для создания поляризаторов электромагнитного излучения. Помимо этого, исследован частный случай возбуждения косых ПДПВ методом НПВО, когда на дно призмы помещен одномерный массив идеально проводящих (например, металлических) проволок. Расстояние между проволоками, так же как и их диаметр, много меньше длины волны косых ПДПВ. В данном случае проволоки играют роль поляризационного фильтра электромагнитного излучения, поступающего из области диэлектрического зазора в область призмы. В результате в призме присутствует только одна отраженная волна, поляризация которой определяется ориентацией проволок относительно оси \vec{c} сверхпроводника. Заметим, что рассмотренные в этой работе косые ПДПВ являются наиболее общим случаем косых ПЭМВ, распространяющихся над анизотропно проводящей границей раздела сред [11, 12].

1. Дисперсионное уравнение косых ПДПВ. Пусть граница раздела сред изотропный диэлектрик-слоистый сверхпроводник находится в плоскости $y = 0$. Область диэлектрика занимает полупространство $y < 0$, а область слоистого сверхпроводника – полупространство $y > 0$ (см. рис. 1).

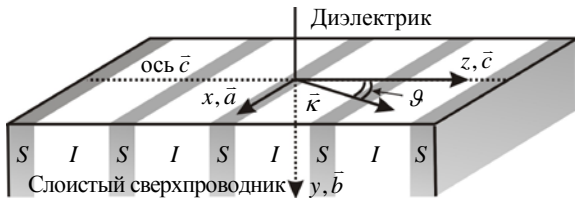


Рис. 1. Геометрия задачи. Собственные косые ПДПВ

Обе среды являются немагнитными. Ось z совпадает с направлением кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника. Область диэлек-

трика (область 1) характеризуется диэлектрической постоянной ε_1 , а области сверхпроводника (область 2) соответствует тензор диэлектрической проницаемости с компонентами

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{ab}, \varepsilon_{zz} = \varepsilon_c, \quad (6)$$

где ε_{ab} и ε_c определяются выражениями (4) и (5).

На рис. 1 буквой «S» обозначены сверхпроводящие слои, а буквой «I» – диэлектрические. Мы определяем поля электромагнитных волн (ЭМВ) следующим образом:

$$\vec{E}_\ell = \vec{E}_{0\ell} \exp[i(\vec{k}\vec{\rho} + k_{y\ell}y - \omega t)], \quad (7)$$

где $\vec{\rho} = (x, z)$ и $\vec{k} = (k_x, k_z)$ – радиус-вектор и волновой вектор в плоскости xz соответственно; $\ell = 1, 2$. Электромагнитное поле в области диэлектрика является суперпозицией двух ЭМВ, поляризации которых совпадают с поляризациями обыкновенной и необыкновенной волн в сверхпроводнике. Обозначим компоненты этих ЭМВ:

$$\vec{E}_1^{(o)} = (E_{1x}^{(o)}, E_{1y}^{(o)}, 0), \quad \vec{H}_1^{(o)} = (H_{1x}^{(o)}, H_{1y}^{(o)}, H_{1z}^{(o)}); \quad (8)$$

$$\vec{E}_1^{(e)} = (E_{1x}^{(e)}, E_{1y}^{(e)}, E_{1z}^{(e)}), \quad \vec{H}_1^{(e)} = (H_{1x}^{(e)}, H_{1y}^{(e)}, 0). \quad (9)$$

Из уравнений Максвелла получим следующие выражения для этих компонент:

$$E_{1y}^{(o)} = -\frac{k_x}{k_{1y}} E_{1x}^{(o)}; \quad (10)$$

$$H_{1x}^{(o)} = \frac{ck_x k_z}{\omega k_{1y}} E_{1x}^{(o)}; \quad (11)$$

$$H_{1y}^{(o)} = \frac{ck_z}{\omega} E_{1x}^{(o)}; \quad (12)$$

$$H_{1z}^{(o)} = -\frac{c}{\omega} \frac{k_x^2 + k_{1y}^2}{k_{1y}} E_{1x}^{(o)}; \quad (13)$$

$$E_{1y}^{(e)} = \frac{k_{1y}}{k_x} E_{1x}^{(e)}; \quad (14)$$

$$E_{1z}^{(e)} = -\frac{k_x^2 + k_{1y}^2}{k_x k_z} E_{1x}^{(e)}; \quad (15)$$

$$H_{1x}^{(e)} = -\frac{\omega}{c} \frac{k_{1y}}{k_x k_z} \varepsilon_1 E_{1x}^{(e)}; \quad (16)$$

$$H_{1y}^{(e)} = \frac{\omega}{ck_z} \varepsilon_1 E_{1x}^{(e)}, \quad (17)$$

где

$$k_{1y} = -i\sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1}. \quad (18)$$

В дальнейшем мы будем опускать множитель $\exp[i(\vec{k}\vec{\rho} - \omega t)]$ в выражениях для полей.

В области сверхпроводника, как было отмечено выше, электромагнитные поля пред-

ставляют собой суперпозицию обыкновенной и необыкновенной ЭМВ. Поле обыкновенной ЭМВ имеет компоненты

$$\vec{E}_2^{(o)} = (E_{2x}^{(o)}, E_{2y}^{(o)}, 0), \vec{H}_2^{(o)} = (H_{2x}^{(o)}, H_{2y}^{(o)}, H_{2z}^{(o)}). \quad (19)$$

Из уравнений Максвелла получаем следующую связь между компонентами полей обыкновенной волны:

$$E_{2y}^{(o)} = -\frac{k_x}{k_{2y}^{(o)}} E_{2x}^{(o)}; \quad (20)$$

$$H_{2x}^{(o)} = \frac{ck_x k_z}{\omega k_{2y}^{(o)}} E_{2x}^{(o)}; \quad (21)$$

$$H_{2y}^{(o)} = \frac{ck_z}{\omega} E_{2x}^{(o)}; \quad (22)$$

$$H_{2z}^{(o)} = -\frac{c}{\omega} \frac{k_x^2 + (k_{2y}^{(o)})^2}{k_{2y}^{(o)}} E_{2x}^{(o)}, \quad (23)$$

где

$$k_{2y}^{(o)} = i\sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ab}}. \quad (24)$$

Поле необыкновенной волны содержит компоненты

$$\vec{E}_2^{(e)} = (E_{2x}^{(e)}, E_{2y}^{(e)}, E_{2z}^{(e)}), \vec{H}_2^{(e)} = (H_{2x}^{(e)}, H_{2y}^{(e)}, 0). \quad (25)$$

Из уравнений Максвелла получаем следующую связь между компонентами полей необыкновенной волны:

$$E_{2y}^{(e)} = \frac{k_{2y}^{(e)}}{k_x} E_{2x}^{(e)}; \quad (26)$$

$$E_{2z}^{(e)} = -\frac{\varepsilon_{ab}}{\varepsilon_c} \frac{k_x^2 + (k_{2y}^{(e)})^2}{k_x k_z} E_{2x}^{(e)}; \quad (27)$$

$$H_{2x}^{(e)} = -\frac{\omega}{c} \frac{k_{2y}^{(e)}}{k_x k_z} \varepsilon_{ab} E_{2x}^{(e)}; \quad (28)$$

$$H_{2y}^{(e)} = \frac{\omega}{ck_z} \varepsilon_{ab} E_{2x}^{(e)}, \quad (29)$$

где

$$k_{2y}^{(e)} = i\sqrt{k_x^2 + \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{ab}} k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_c}. \quad (30)$$

Из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе $y=0$ получаем дисперсионное уравнение косых ПДПВ

$$\begin{aligned} & \Delta = k_x^2 k_z^2 (\varepsilon_{ab} - \varepsilon_1) \frac{k_{2y}^{(o)} - k_{1y}}{k_{2y}^{(o)} k_{1y}} + \\ & + \left[k_z^2 (\varepsilon_{ab} - \varepsilon_1) + \varepsilon_{ab} k_{1y} (k_{1y} - k_{2y}^{(e)}) \right] \times \\ & \times \left[\frac{1}{k_{2y}^{(o)}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ab} - k_z^2 \right) - \frac{1}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Остановимся подробнее на свойствах дисперсионного уравнения (31). Если $\varepsilon_{ab} = \varepsilon_c = \varepsilon_2$ (при $\gamma=1$), то $k_{2y}^{(e)} = k_{2y}^{(o)} = k_{2y}$ и дисперсионное уравнение (31) переходит в известное выражение для мод Фано, распространяющихся на границе раздела диэлектрик – изотропная плазмподобная среда [1]:

$$\varepsilon_1 k_{2y} - \varepsilon_2 k_{1y} = 0. \quad (32)$$

При $\vartheta = \pi/2$ ($k_z = 0$), т. е. при распространении ПДПВ вдоль слоев сверхпроводника, дисперсионное уравнение (31) принимает вид

$$\varepsilon_1 k_{2y}^{(o)} - \varepsilon_{ab} k_{1y} = 0. \quad (33)$$

В этом случае ПДПВ в сверхпроводнике является обыкновенной волной с компонентами полей $\vec{E}_2^{(o)} = (E_{2x}^{(o)}, E_{2y}^{(o)}, 0)$ и $\vec{H}_2^{(o)} = (0, 0, H_{2z}^{(o)})$. Решение дисперсионного уравнения (33) имеет вид

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_{ab}}{c^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_{ab})}. \quad (34)$$

Из (34) следует, что при $\vartheta = \pi/2$ распространение ПДПВ возможно лишь при $\varepsilon_{ab} < 0$, $\varepsilon_{ab} < -\varepsilon_1$, т. е. при $\omega < \gamma \omega_J \sqrt{\varepsilon/(\varepsilon + \varepsilon_1)}$. Данный случай подробно исследован в работе [13].

При $\vartheta = 0$ ($k_x = 0$), т. е. при распространении ПДПВ поперек слоев сверхпроводника, дисперсионное уравнение (31) представим как

$$\varepsilon_1 k_{2y}^{(o)} - \varepsilon_{ab} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{ab}}} k_{1y} = 0. \quad (35)$$

В этом случае ПДПВ в сверхпроводнике является необыкновенной волной с компонентами полей $\vec{E}_2^{(e)} = (0, E_{2y}^{(e)}, E_{2z}^{(e)})$ и $\vec{H}_2^{(e)} = (H_{2x}^{(e)}, 0, 0)$. Решение дисперсионного уравнения (35) имеет вид

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_{ab} (\varepsilon_1 - \varepsilon_c)}{c^2 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_{ab} \varepsilon_c)}. \quad (36)$$

Из (36) следует, что при $\vartheta = 0$ распространение ПДПВ возможно в двух частотных интервалах [14, 15]. В одном из них выполняются условия $\varepsilon_{ab} < 0$, $\varepsilon_c < 0$, $\varepsilon_{ab} \varepsilon_c > \varepsilon_1^2$ и $\omega < \omega_J + O(\omega_J/\gamma^2)$. В другом частотном интервале выполняются условия $\varepsilon_{ab} < 0$, $\varepsilon_c > 0$ и $\varepsilon_1 < \varepsilon_c$, последнее из которых означает, что спектр ПДПВ имеет точку начала спектра при $\omega = \omega_J \sqrt{\varepsilon/(\varepsilon - \varepsilon_1)}$ (при $\varepsilon_1 < \varepsilon$).

На рис. 2 приведены дисперсионные зависимости косых ПДПВ, построенные в результате численного решения дисперсионного уравнения (31) для $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon = 16$, $\gamma = 200$, $\nu_{ab} = \nu_c = 0$.

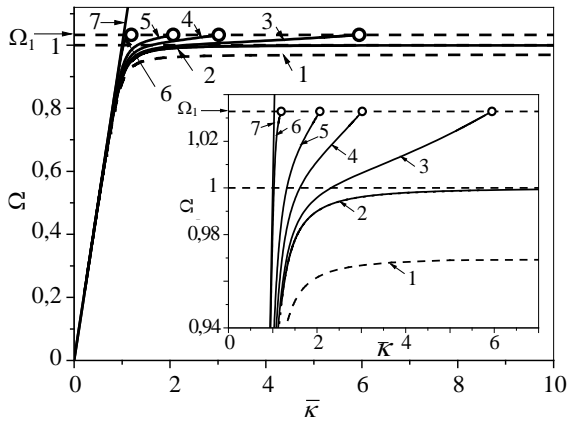


Рис. 2. Дисперсионные зависимости $\Omega(\bar{\kappa})$ косых ПДПВ на границе диэлектрик – слоистый сверхпроводник

Кривая 1 описывает дисперсионную зависимость $\Omega(\bar{\kappa})$ для мод Фано, где

$$\Omega = \omega/\omega_J, \bar{\kappa} = c\kappa/\omega_J.$$

При $\bar{\kappa} \rightarrow \infty$ кривая 1 асимптотически приближается к частоте поверхностного плазмона $\Omega_{sp} = \sqrt{\varepsilon/(\varepsilon + \varepsilon_1)} \approx 0,97$. Кривая 2 соответствует распространению косых ПДПВ вдоль кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника ($\vartheta = 0$, низкочастотная ветвь спектра). Видно, что в этом случае ПДПВ существуют в области частот $\Omega < 1 + O(1/\gamma^2)$. Кривые 3–6 описывают дисперсионные зависимости косых ПДПВ при углах распространения $\vartheta = 10, 20, 30$ и 60° соответственно. Из рис. 2 видно, что при углах распространения $0 < \vartheta < 90^\circ$ косые ПДПВ существуют в интервале частот

$$0 < \Omega < \Omega_1, \quad (37)$$

где $\Omega_1 = \sqrt{\varepsilon/(\varepsilon - \varepsilon_1)}$. Заметим, что частотный диапазон (37) захватывает частотный диапазон существования эффекта положительной рефракции с отрицательным коэффициентом преломления $1 + O(1/\gamma^2) < \Omega < \Omega_1$ [16]. Кружками на рис. 2 показаны точки окончания спектра, в которых необыкновенная ПЭМВ, формирующая в суперпозиции с обыкновенной ПЭМВ косую ПДПВ, трансформируется в соответствующую объемную моду. Это означает, что в этих точках косые ПДПВ перестают существовать. Действительно, численный расчет показывает, что в точках окончания спектра выполняется условие

$$\text{Im}(k_{2y}^{(e)}) \frac{c}{\omega_J} \ll 1, \quad (38)$$

что соответствует делокализации необыкновенной волны в сверхпроводнике. Для углов распространения $\vartheta \gg \arctg 1/\gamma$ частоты точек оконча-

ния спектра Ω_{end} практически совпадают с частотой Ω_1

$$|\Omega_{end} - \Omega_1| < O(1/\gamma). \quad (39)$$

При малых углах распространения ($0 < \vartheta \leq \arctg 1/\gamma$) частоты Ω_{end} становятся меньше, чем Ω_1 и при $\vartheta \rightarrow 0$ стремятся к $\Omega_J = 1$. В пределе $\vartheta = 0$ мы переходим к вышерассмотренному случаю распространения косых ПДПВ поперек слоев сверхпроводника. Кривая 7 на рис. 2 соответствует случаю распространения ПДПВ вдоль слоев сверхпроводника ($\vartheta = 90^\circ$). В этом случае дисперсионная кривая асимптотически стремится к частоте $\Omega \rightarrow \gamma\sqrt{\varepsilon/(\varepsilon + \varepsilon_1)} \gg 1$.

Далее отметим еще один интересный частный случай, подчеркивающий общий характер дисперсионного уравнения (31). Именно при $|\varepsilon_c| \rightarrow \infty$ это уравнение принимает вид

$$\frac{1}{k_{2y}^{(o)}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ab} - k_z^2 \right) - \frac{1}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) = 0. \quad (40)$$

Уравнение (40) совпадает с дисперсионным уравнением косых поверхностных ЭМВ, распространяющихся вдоль границы раздела двух различных изотропных диэлектриков, содержащей одномерный массив идеально проводящих проволок [11].

2. Возбуждение косых ПДПВ методом НПВО. Рассмотрим структуру, состоящую из призмы (область 1) с диэлектрической проницаемостью ε_1 , зазора (область 2) с диэлектрической проницаемостью ε_2 и слоистого сверхпроводника (область 3), диэлектрическая проницаемость которого описывается выражениями (4)–(6). Все среды считаем немагнитными. Выберем систему координат таким образом, чтобы область призмы занимала полупространство $y < 0$, область сверхпроводника – полупространство $y > h$, а ось z совпадала с направлением кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника (рис. 3).

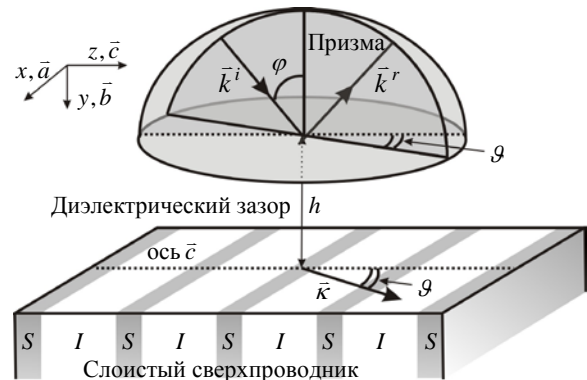


Рис. 3. Геометрия структуры для возбуждения косых ПДПВ методом НПВО

В области призмы имеем следующие компоненты волнового вектора однородной ЭМВ:

$$k_{y1} = k_1 \cos \varphi; \quad (41)$$

$$k_x = k_1 \sin \varphi \sin \vartheta, \quad k_z = k_1 \sin \varphi \cos \vartheta, \quad (42)$$

где $k_1 = \omega \varepsilon_1^{1/2} / c$ – волновое число падающей волны в призме; $\text{Im}(k_{y1}) = 0$; $\text{Im}(k_{y\ell}) > 0$, $\ell = 2, 3$.

Для возбуждения косых ПДПВ, спектр которых описывается дисперсионным уравнением (31) необходимо, чтобы поляризация возбуждающей волны в призме совпадала с поляризацией либо обыкновенной, либо необыкновенной волны в сверхпроводнике. В настоящей работе мы выбрали возбуждающую волну с компонентами

$$\vec{E}_1^{(i)} = (E_{1x}^{(i)}, E_{1y}^{(i)}, 0), \quad \vec{H}_1^{(i)} = (H_{1x}^{(i)}, H_{1y}^{(i)}, H_{1z}^{(i)}). \quad (43)$$

Как было отмечено выше, поле отраженной волны в призме представляет собой суперпозицию однородных ЭМВ, поляризации которых совпадают с поляризациями обыкновенной и необыкновенной ЭМВ в слоистом сверхпроводнике. Из уравнений Максвелла получаем следующие выражения для электрического и магнитного полей результирующей волны в призме:

$$E_{1x} = E_{x0}^{(o)} \exp(ik_{1y}y) + F^{(o)} \exp(-ik_{1y}y) + F^{(e)} \exp(-ik_{1y}y); \quad (44)$$

$$E_{1y} = -\frac{k_x}{k_{1y}} [E_{x0}^{(o)} \exp(ik_{1y}y) - F^{(o)} \exp(-ik_{1y}y)] - \frac{k_{1y}}{k_x} F^{(e)} \exp(-ik_{1y}y); \quad (45)$$

$$E_{1z} = E_{1z}^{(e)} = -\frac{k_x^2 + k_{1y}^2}{k_x k_z} E_{1x}^{(e)}; \quad (46)$$

$$H_{1x} = -\frac{ck_z}{\omega} E_{1y}^{(o)} + \frac{\omega \varepsilon_1 k_{1y}}{ck_x k_z} E_{1x}^{(e)}; \quad (47)$$

$$H_{1y} = \frac{ck_z}{\omega} E_{1x}^{(o)} + \frac{\omega \varepsilon_1}{ck_z} E_{1x}^{(e)}; \quad (48)$$

$$H_{1z} = H_{1z}^{(o)} = \frac{c(k_x^2 + k_{1y}^2)}{\omega k_x} E_{1y}^{(o)}. \quad (49)$$

В области диэлектрического зазора поле результирующей ЭМВ также является суперпозицией падающих и отраженных ЭМВ, поляризация которых совпадает с поляризацией обыкновенных и необыкновенных волн в сверхпроводнике. Обозначим компоненты суммарного поля падающей и отраженной обыкновенной волны в зазоре

$$\vec{E}_2^{(o)} = (E_{2x}^{(o)}, E_{2y}^{(o)}, 0), \quad \vec{H}_2^{(o)} = (H_{2x}^{(o)}, H_{2y}^{(o)}, H_{2z}^{(o)}). \quad (50)$$

Из уравнений Максвелла получим выражения для этих компонент:

$$E_{2x}^{(o)} = \frac{i\omega}{c} [B_1 \exp(ik_{2y}y) + B_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (51)$$

$$E_{2y}^{(o)} = -\frac{i\omega k_x}{ck_{2y}} [B_1 \exp(ik_{2y}y) - B_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (52)$$

$$H_{2x}^{(o)} = \frac{ik_x k_z}{k_{2y}} [B_1 \exp(ik_{2y}y) - B_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (53)$$

$$H_{2y}^{(o)} = ik_z [B_1 \exp(ik_{2y}y) + B_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (54)$$

$$H_{2z}^{(o)} = -\frac{i(k_x^2 + k_{2y}^2)}{k_{2y}} [B_1 \exp(ik_{2y}y) - B_2 \exp(-ik_{2y}y)]. \quad (55)$$

Обозначим компоненты суммарного поля падающей и отраженной необыкновенной волны в зазоре

$$\vec{E}_2^{(e)} = (E_{2x}^{(e)}, E_{2y}^{(e)}, E_{2z}^{(e)}), \quad \vec{H}_2^{(e)} = (H_{2x}^{(e)}, H_{2y}^{(e)}, 0). \quad (56)$$

Из уравнений Максвелла получим выражения для этих компонент:

$$E_{2x}^{(e)} = \frac{i\omega}{c} [C_1 \exp(ik_{2y}y) + C_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (57)$$

$$E_{2y}^{(e)} = \frac{i\omega k_{2y}}{ck_x} [C_1 \exp(ik_{2y}y) - C_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (58)$$

$$E_{2z}^{(e)} = -\frac{i\omega(k_x^2 + k_{2y}^2)}{ck_x k_z} [C_1 \exp(ik_{2y}y) + C_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (59)$$

$$H_{2x}^{(e)} = -\frac{i\omega^2 k_{2y} \varepsilon_2}{c^2 k_x k_z} [C_1 \exp(ik_{2y}y) - C_2 \exp(-ik_{2y}y)]; \quad (60)$$

$$H_{2y}^{(e)} = \frac{i\omega^2 \varepsilon_2}{c^2 k_z} [C_1 \exp(ik_{2y}y) + C_1 \exp(-ik_{2y}y)], \quad (61)$$

где

$$k_{2y} = i\sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2}. \quad (62)$$

Электромагнитные поля в области сверхпроводника описываются выражениями (20)–(30), в которых необходимо заменить индекс «2» на индекс «3». Для того чтобы найти коэффициент отражения в области призмы, необходимо удовлетворить условиям непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе призма – зазор (при $y = 0$) и на границе зазор – слоистый сверхпроводник (при $y = h$).

Проанализируем зависимость коэффициентов отражения обыкновенной ($R^{(o)}$) и необыкновенной ($R^{(e)}$) ЭМВ в призме от угла падения φ

для различных направлений распространения косых ПДПВ. Коэффициенты отражения $R^{(o)}$ и $R^{(e)}$ по определению равны

$$R^{(o)} = \left| \frac{\langle S_{1y}^{(o)} \rangle}{\langle S_{1y}^{(i)} \rangle} \right|, R^{(e)} = \left| \frac{\langle S_{1y}^{(e)} \rangle}{\langle S_{1y}^{(i)} \rangle} \right|, \quad (63)$$

где $\langle S_{1y}^{(o)} \rangle$ и $\langle S_{1y}^{(e)} \rangle$ – усредненные по периоду колебаний поля нормальные компоненты векторов Пойнтинга отраженных ЭМВ в призме для o - и e -поляризаций соответственно; $\langle S_{1y}^{(i)} \rangle$ – усредненная по периоду колебаний поля нормальная компонента вектора Пойнтинга падающей волны в призме. Вычислив соответствующие компоненты векторов Пойнтинга и подставив их в выражения (63), получим

$$R^{(o)} = \left| \frac{F^{(o)}}{E_{x0}^{(o)}} \right|^2; \quad (64)$$

$$R^{(e)} = \varepsilon_1 \left(\frac{\omega k_{1y}}{ck_x k_z} \right)^2 \left| \frac{F^{(e)}}{E_{x0}^{(e)}} \right|^2. \quad (65)$$

На рис. 4 приведены зависимости $R^{(o)}(\varphi)$, $R^{(e)}(\varphi)$ и $R_{sum}(\varphi) = R^{(e)}(\varphi) + R^{(o)}(\varphi)$ для $\varepsilon_1 = 4$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon = 16$, $\gamma = 200$ и $\Omega = 0,9683$, $v_{ab} = v_c = 10^{-3}$, $h\omega_J/c = 3$, $\vartheta \approx 30,0062^\circ$. При выбранных параметрах структуры значение $R^{(o)}(\varphi)$ в минимуме при $\varphi \approx 35,88^\circ$ приблизительно равно $R^{(o)} \approx 5,5 \cdot 10^{-5}$, т. е. $R^{(o)}(\varphi)$ практически обращается в нуль. Такие параметры структуры в дальнейшем будем называть оптимальными.

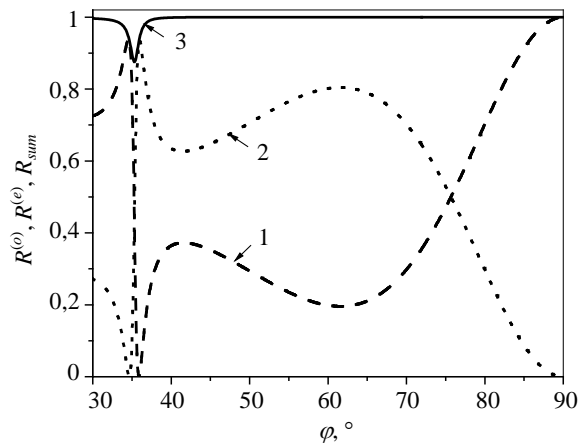


Рис. 4. Зависимости $R^{(o)}(\varphi)$, $R^{(e)}(\varphi)$ и $R_{sum}(\varphi)$ при оптимальных параметрах структуры. Приведенные зависимости демонстрируют эффект обращения в нуль коэффициента отражения $R^{(o)}(\varphi)$

Кривая 1 описывает зависимость $R^{(o)}(\varphi)$, кривая 2 – зависимость $R^{(e)}(\varphi)$, а кривая 3 – зависимость $R_{sum}(\varphi)$. Интервал углов φ начинается с критического значения $\varphi_{cr} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1} = 30^\circ$, определяющего порог эффекта полного внутреннего отражения. Минимум зависимости $R_{sum}(\varphi)$ (кривая 3) соответствует возбуждению косой ПДПВ. Величина $1 - R_{sum}$ представляет собой часть потока энергии падающей волны в призме, поглощающегося в сверхпроводнике вследствие возбуждения косых ПДПВ. Из рис. 4 видно, что положение минимума $R^{(o)}(\varphi)$ практически совпадает с положением максимума $R^{(e)}(\varphi)$ и близко к минимуму $R_{sum}(\varphi)$. Физически это означает, что полное подавление отраженной волны в призме с o -поляризацией сопровождается возбуждением ПДПВ (минимум $R_{sum}(\varphi)$) и трансформацией возбуждающей волны o -типа в однородную волну e -типа. Численный расчет показывает, что с ростом ширины зазора h при заданном значении угла ϑ минимумы R_{sum} сужаются и смещаются в сторону меньших значений углов падения φ .

Отметим, что параметры структуры можно подобрать таким образом, чтобы возникло обращение в нуль коэффициента отражения $R^{(e)}$. Такая ситуация показана на рис. 5 при $\Omega = 1$, $v_{ab} = v_c = 10^{-3}$, $h\omega_J/c = 3$, $\vartheta \approx 43,31^\circ$.

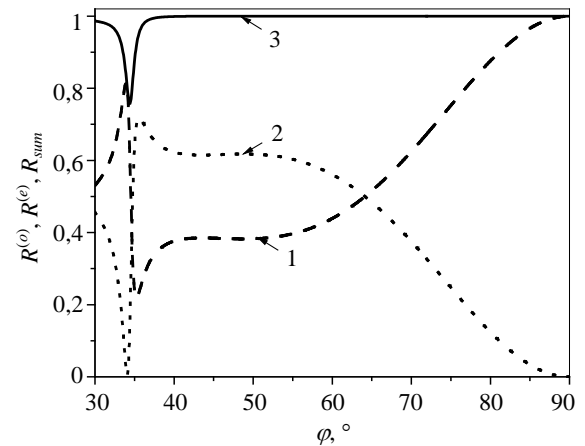


Рис. 5. Зависимости $R^{(o)}(\varphi)$, $R^{(e)}(\varphi)$ и $R_{sum}(\varphi)$ при оптимальных параметрах структуры. Приведенные зависимости демонстрируют эффект обращения в нуль коэффициента отражения $R^{(e)}(\varphi)$

Так же, как и на рис. 4 кривая 1 описывает зависимость $R^{(o)}(\varphi)$, кривая 2 – зависимость $R^{(e)}(\varphi)$, а кривая 3 – зависимость $R_{sum}(\varphi)$. Вид-

но, что минимум $R^{(e)} \approx 10^{-3}$ и он практически совпадает с положением минимума коэффициента R_{sum} . Физически это означает, что полное подавление коэффициента отражения волны с e -поляризацией сопровождается возбуждением ПДПВ. В общем случае, при возбуждении ПДПВ в призме присутствуют однородные ЭМВ обеих (т. е. o и e) поляризаций.

Отметим также, что возбуждение дополнительной волны в призме с e -поляризацией можно исключить, расположив одномерный массив идеально проводящих (например, металлических) проволок на дне призмы параллельно кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника (рис. 6).

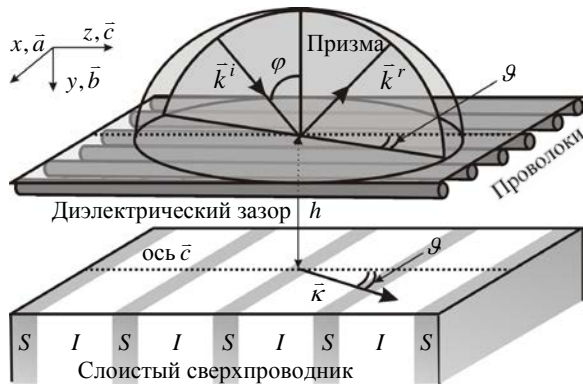


Рис. 6. Геометрия структуры для возбуждения косых ПДПВ при наличии идеально проводящих (металлических) проволок на дне призмы

Диаметр проволок, так же как и расстояние между соседними проволоками, много меньше длины косой ПДПВ. Идеально проводящие проволоки на дне призмы, ориентированные параллельно координатной оси \vec{c} , играют роль поляризационного фильтра электромагнитного излучения, проникающего в призму со стороны диэлектрической щели. В результате отраженная волна в призме будет содержать те же компоненты электрического и магнитного полей, что и падающая. Это, например, даст возможность в эксперименте следить только за одним коэффициентом отражения однородной волны o -поляризации. Выражение для такого коэффициента отражения имеет вид

$$R_w^{(o)} = \left| \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\Phi_3 + i\Phi_4} \right|^2, \quad (66)$$

где величины Φ_j ($j=1,2,3,4$) определяются выражениями (П.1)–(П.23) в приложении к статье. На рис. 7 приведены результаты численного расчета величин $|\Phi_j|$ (где $j=1,2,3,4$) и коэффициента отражения $R_w^{(o)}$ для $\varepsilon_1 = 4$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon = 16$,

$\gamma = 200$ и $\Omega = 1,01$, $v_{ab} = v_c = 10^{-3}$, $h\omega_j/c = 1,028$, $\vartheta \approx 19,91^\circ$.

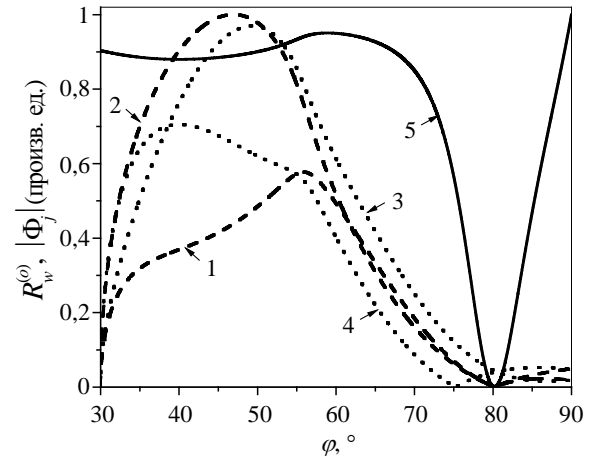


Рис. 7. Зависимости $|\Phi_j(\varphi)$ (где $j=1,2,3,4$)

Из рис. 7 видно, что минимумы зависимостей $|\Phi_1(\varphi)|, |\Phi_2(\varphi)|$ (кривые 1 и 2) и $R_w^{(o)}(\varphi)$ (кривая 5) практически совпадают при $\varphi \approx 80,18^\circ$. Значения этих величин в минимумах порядка 10^{-6} . Отметим, что функции $\Phi_1(\varphi)$ и $\Phi_2(\varphi)$ обращаются в нуль при значениях $\varphi_1 \approx 80,19^\circ$ и $\varphi_2 \approx 80,17^\circ$ соответственно. Зависимость $R_w^{(o)}(\varphi)$ имеет минимум при $\varphi_3 \approx 80,18^\circ$. Видно, что все три угла практически равны между собой. Численный расчет показывает, что с ростом ширины зазора разность $\varphi_1 - \varphi_2$ уменьшается и значения этих углов стремятся к φ_3 . Следовательно, обращение в нуль коэффициента отражения $R_w^{(o)}$ возникает, когда $|\Phi_1| \ll 1$ и $|\Phi_2| \ll 1$.

С точки зрения экспериментального наблюдения косых ПДПВ дисперсионное уравнение (31) удобно анализировать, представив его графически в виде зависимостей углов распространения ϑ косых ПДПВ от углов падения волны в призме φ для фиксированных значений частот Ω . Такие зависимости приведены на рис. 8 для вышеуказанных параметров исследуемой структуры без учета диссипативных потерь. Кривая 1 соответствует частоте $\Omega = 1,02$, кривая 2 – $\Omega = 1$, кривая 3 – $\Omega = 0,985$, кривая 4 – $\Omega = 0,97$. Заметим, что для частот $1 \leq \Omega < \Omega_1$ зависимости $\vartheta(\varphi)$ (кривые 1 и 2) оканчиваются при значении $\varphi \rightarrow 90^\circ$ и $\vartheta > 0^\circ$, что означает возможность возбуждения косых ПДПВ при скользких углах падения ЭМВ в призме. Причем значения углов ϑ при $\varphi \rightarrow 90^\circ$ определяются ко-

нечной величиной диэлектрической проницаемостью призмы. На частотах $\Omega < 1$ зависимости $\mathcal{A}(\varphi)$ (кривые 3 и 4) оканчиваются при некоторых конечных значениях углов φ при $\mathcal{A} = 0^\circ$.

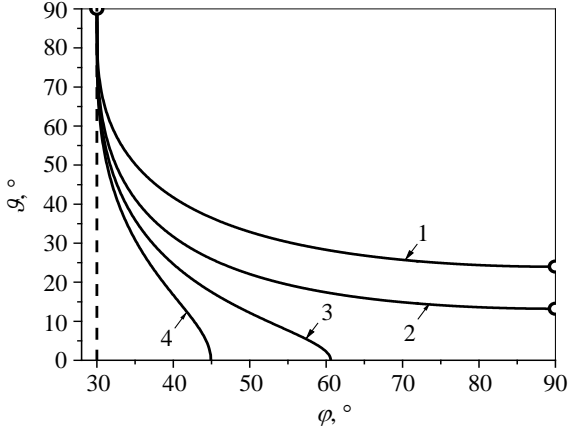


Рис. 8. Зависимости $\mathcal{A}(\varphi)$ для ряда значений частот косых ПДПВ

При $\varphi \rightarrow \varphi_{cr} = 30^\circ$ все зависимости $\mathcal{A}(\varphi)$ стремятся к значению $\mathcal{A} = 90^\circ$, т. е. возбуждаемые косые ПДПВ распространяются в плоскости слоев сверхпроводника. Точки, в которых $\varphi = \varphi_{cr}$ и $\varphi = 90^\circ$, отмечены на рис. 8 полыми кружками, так как они соответствуют предельным значениям угла падения φ .

Выводы. Впервые теоретически показана возможность существования косых ПДПВ, распространяющихся вдоль границы раздела сред диэлектрик – слоистый сверхпроводник. Рассмотрен случай, когда слои сверхпроводника перпендикулярны границе раздела сред. Получено дисперсионное уравнение косых ПДПВ, описывающее все возможные случаи распространения ПДПВ для рассматриваемой ориентации слоев сверхпроводника относительно границы. Установлено, что косые ПДПВ имеют точки окончания спектра, в которых происходит делокализация косых ПДПВ в сверхпроводнике. Исследовано возбуждение косых ПДПВ методом нарушенного полного внутреннего отражения в случае, когда поляризация возбуждающей волны в призме совпадает с поляризацией обыкновенной волны в сверхпроводнике. Показано, что косая ПДПВ может возбуждаться и в том случае, когда поляризация возбуждающей волны в призме совпадает с поляризацией необыкновенной волны в сверхпроводнике, а процесс возбуждения косых ПДПВ с помощью обыкновенной (необыкновенной) ЭМВ в призме сопровождается возникновением дополнительной однородной ЭМВ в призме с необыкновенной (обыкновенной) поляризацией. Установлена возможность практически полного

обращения в нуль коэффициента отражения как для обыкновенной, так и для необыкновенной ЭМВ в призме. Этот результат является аналогом вудовских аномалий коэффициента отражения в оптике.

Установлено, что в случае, когда на дне призмы расположен одномерный массив идеально проводящих параллельных проволок, направление которых совпадает с направлением кристаллографической оси \vec{c} сверхпроводника, поляризация падающей и отраженной волны в призме будет одинаковой. Для этого случая получено аналитическое выражение для коэффициента отражения и указаны условия, при которых происходит его обращение в нуль. Построена зависимость углов распространения косых ПДПВ от углов падения возбуждающей волны в призме. Из этой зависимости следует, что в некоторой области частот существуют предельные минимальные углы распространения косых ПДПВ, величины которых определяются конечным значением диэлектрической проницаемости призмы.

Приложение

Ниже приведены формулы, определяющие выражение для коэффициента отражения $R_w^{(o)}(\varphi)$ однородной волны в призме, на дне которой расположен одномерный массив идеально проводящих (металлических) проволок.

$$\Phi_1 = \alpha_1 \delta_1 - \alpha_2 \delta_2 - (\beta_1 \gamma_1 - \beta_2 \gamma_2); \quad (\text{П.1})$$

$$\Phi_2 = \alpha_1 \delta_2 + \alpha_2 \delta_1 - (\beta_1 \gamma_2 + \beta_2 \gamma_1); \quad (\text{П.2})$$

$$\Phi_3 = \delta_1 \zeta_1 - \delta_2 \zeta_2 + (\gamma_1 \eta_1 - \gamma_2 \eta_2); \quad (\text{П.3})$$

$$\Phi_4 = \delta_2 \zeta_1 + \delta_1 \zeta_2 + (\gamma_2 \eta_1 + \gamma_1 \eta_2); \quad (\text{П.4})$$

где

$$\alpha_1 = \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_{ab} - k_z^2 + \frac{k_{3y}^{(o)}}{k_{2y}''} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \times \exp \psi - \frac{1}{k_{2y}''} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) - \quad (\text{П.5})$$

$$\begin{aligned} & - \left[k_{3y}^{(o)} \cosh \psi + k_{2y}'' \sinh \psi \right] - \\ & - \frac{k_{3y}^{(o)}}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \cosh \psi; \\ \alpha_2 = & \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_{ab} - \frac{k_{3y}^{(o)}}{k_{2y}''} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \exp \psi - \\ & - \frac{1}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \left[k_{3y}^{(o)} \cosh \psi + k_{2y}'' \sinh \psi \right] + \quad (\text{П.6}) \\ & + \frac{k_{3y}^{(o)}}{k_{2y}''} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \cosh \psi; \end{aligned}$$

$$\beta_1 = -\frac{\omega^2}{c^2} k_x k_z \left\{ \frac{\varepsilon''_{ab}}{k''_{2y}} \exp \psi - \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \left[\frac{1}{k_{1y}} \Lambda' \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) + \frac{1}{k''_{2y}} \Lambda'' \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \right\}; \quad (\text{П.7})$$

$$\beta_2 = \frac{\omega^2}{c^2} k_x k_z \left\{ \frac{\varepsilon'_{ab} - \varepsilon_2}{k''_{2y}} \exp \psi + \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \left[\frac{1}{k_{1y}} \Lambda'' \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) - \frac{1}{k''_{2y}} \Lambda' \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \right\}; \quad (\text{П.8})$$

$$\gamma_1 = \frac{2\omega^3}{c^3} \varepsilon''_{ab} \sinh \psi; \quad (\text{П.9})$$

$$\gamma_2 = -\frac{2\omega^3}{c^3} (\varepsilon'_{ab} - \varepsilon_2) \sinh \psi; \quad (\text{П.10})$$

$$\delta_1 = \frac{2\omega^3 k_x k_z}{c^3 k''_{2y}} [(\varepsilon'_{ab} - \varepsilon_2) \cosh \psi - \\ - \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \Lambda']; \quad (\text{П.11})$$

$$\delta_2 = \frac{2\omega^3 k_x k_z}{c^3 k''_{2y}} [\varepsilon''_{ab} \cosh \psi - \\ - \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \Lambda'']; \quad (\text{П.12})$$

$$\zeta_1 = \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_{ab} - k_z^2 + \frac{k''_{3y}{}^{(o)}}{k''_{2y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \times \\ \times \exp \psi - \frac{1}{k''_{2y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \times \\ \times [k''_{3y}{}^{(o)} \cosh \psi + k''_{2y} \sinh \psi] + \\ + \frac{k''_{3y}{}^{(o)}}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \cosh \psi; \quad (\text{П.13})$$

$$\zeta_2 = \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon''_{ab} - \frac{k''_{3y}{}^{(o)}}{k''_{2y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \times \\ \exp \psi + \frac{1}{k_{1y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \times \\ \times [k''_{3y}{}^{(o)} \cosh \psi + k''_{2y} \sinh \psi] + \\ + \frac{k''_{3y}{}^{(o)}}{k''_{2y}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \cosh \psi; \quad (\text{П.14})$$

$$\eta_1 = -\frac{\omega^2}{c^2} k_x k_z \left\{ -\frac{\varepsilon''_{ab}}{k''_{2y}} \exp \psi - \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \left[\frac{1}{k_{1y}} \Lambda' \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) - \frac{1}{k''_{2y}} \Lambda'' \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \right\}; \quad (\text{П.15})$$

$$\eta_2 = \frac{\omega^2}{c^2} k_x k_z \left\{ -\frac{\varepsilon'_{ab} - \varepsilon_2}{k''_{2y}} \exp \psi + \frac{1}{k_x^2 k_z^2} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{k_{1y}} \Lambda'' \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{k''_{2y}} \Lambda' \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_z^2 \right) \right] \right\}; \quad (\text{П.16})$$

$$\Lambda' = \left[\varepsilon'_{ab} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_x^2 \right) - k_z^2 \right] \cosh \psi - \\ - k''_{2y} (\varepsilon'_{ab} k''_{3y}{}^{(e)} + \varepsilon''_{ab} k''_{3y}{}^{(e)}) \sinh \psi; \quad (\text{П.17})$$

$$\Lambda'' = \varepsilon'_{ab} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_x^2 \right) \cosh \psi + \\ + k''_{2y} (\varepsilon'_{ab} k''_{3y}{}^{(e)} - \varepsilon''_{ab} k''_{3y}{}^{(e)}) \sinh \psi; \quad (\text{П.18})$$

$$\varepsilon'_{ab} = \text{Re}(\varepsilon_{ab}), \varepsilon''_{ab} = \text{Im}(\varepsilon_{ab}); \quad (\text{П.19})$$

$$\varepsilon'_c = \text{Re}(\varepsilon_{ab}), \varepsilon''_c = \text{Im}(\varepsilon_{ab}); \quad (\text{П.20})$$

$$k'_{2y} = \text{Re}(k_{2y}), k''_{2y} = \text{Im}(k_{2y}); \quad (\text{П.21})$$

$$k'_{3y}{}^{(o)} = \text{Re}(k_{3y}{}^{(o)}), k''_{3y}{}^{(o)} = \text{Im}(k_{3y}{}^{(o)}); \quad (\text{П.22})$$

$$k'_{3y}{}^{(e)} = \text{Re}(k_{3y}{}^{(e)}), k''_{3y}{}^{(e)} = \text{Im}(k_{3y}{}^{(e)}), \psi = k''_{2y} h. \quad (\text{П.23})$$

1. *Поверхностные поляритоны* // Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 526 с.
2. *Канер Э. А. Избранные труды* / Э. А. Канер // Под ред. В. Г. Барьяхтара, В. П. Шестопалова. – К.: Наук. думка, 1989. – 552 с.
3. *Бразис Р. С. Активные и нелинейные взаимодействия при возбуждении поляритонов плазменного типа в полупроводниках* / Р. С. Бразис // Литовский физ. сб. – 1981. – 21, № 4. – С. 73–116.
4. *Гальперин Ю. М. О распространении поверхностных поляритонов в сверхпроводниках* / Ю. М. Гальперин, В. И. Козуб // Физика твердого тела. – 1990. – 32, № 9. – С. 2841–2843.
5. *Terahertz Josephson plasma waves in layered superconductors: spectrum, generation, nonlinear and quantum phenomena* / S. Savel'ev, V. A. Yampol'skii, A. L. Rakhmanov, and F. Nori // Rep. Prog. Phys. – 2010. – 73, N 2. – 026501 (49 p.).
6. *Xiao Hu. Phase dynamics in a stack of inductively coupled intrinsic Josephson junctions and terahertz electromagnetic radiation* / Xiao Hu, Shi-Zeng Lin // Supercond. Sci. Technol. – 2010. – 23, N 5. – 053001 (29 p.).
7. *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. – 187002 (4 p.).
8. *Excitation of surface Josephson plasma waves in layered superconductors* / V. A. Yampol'skii, A. V. Kats, M. L. Nesterov et al. // Phys. Rev. B. – 2007. – 76, N 22. – 224504 (7 p.).

9. Layered superconductors as negative-refractive-index metamaterials / A. L. Rakhmanov, V. A. Yampol'skii, J. A. Fan et al. // Phys. Rev. B. – 2010. – 81, N 7. – 075101 (6 p.).
10. Podolskiy V. A. Strongly anisotropic waveguide as a nonmagnetic left-handed system / V. A. Podolskiy, E. E. Narimanov // Phys. Rev. B. – 2005. – 71, N 20. – 201101(R) (4 p.).
11. Averkov Yu. O. Surface electromagnetic waves at an anisotropically conducting artificial interface / Yu. O. Averkov, V. M. Yakovenko // Phys. Rev. B. – 2010. – 81, N 4. – 045427 (7 p.).
12. Averkov Yu. O. Excitation of oblique surface electromagnetic waves at an anisotropically conducting artificial interface by means of the attenuated-total-reflection method / Yu. O. Averkov, V. M. Yakovenko // J. Opt. Soc. Am. B. – 2011. – 28, N 1. – P. 155–158.
13. Санников Д. Г. Дисперсия поверхностных волн на границе диэлектрика и ВТСП с учетом диссипации / Д. Г. Санников, Д. И. Семенов // Письма в Журн. техн. физики. – 2009. – 35, № 23. – С. 61–69.
14. 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. – 054502 (4 p.).
15. 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. – 184512 (10 p.).
16. 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. – 187003 (4 p.).

Рукопись поступила 10.01.2012.

Yu. O. Averkov

OBLIQUE SURFACE JOSEPHSON PLASMA WAVES IN LAYERED SUPERCONDUCTORS

In this paper the theoretical analysis of oblique surface Josephson plasma waves (oblique SJPWs) that propagate along an interface between a dielectric and layered superconductor is first presented. The case where the superconductor layers are perpendicular to the interface is considered. The oblique SJPWs are the surface electromagnetic waves propagating in the interface plane at an arbitrary angle with respect to the superconductor layers. The

electromagnetic field of the waves is the superposition of ordinary and extraordinary surface electromagnetic waves. The dispersion equation of the oblique SJPWs has been derived. This equation is the most general dispersion equation of the SJPWs in the case under study. The problem of excitation of oblique SJPWs by means of the attenuated total reflection method is solved. It has been established that the process of the excitation of oblique SJPWs is accompanied by onset of an additional reflected wave in the prism with a polarization orthogonal to the polarization of the incident wave. It has been found that the reflection coefficient of the exciting wave in the prism can vanish for some optimal parameters of the structure.

Key words: layered superconductor, oblique surface Josephson plasma waves, ordinary and extraordinary electromagnetic waves, attenuated total reflection method.

Ю. О. Аверков

КОСІ ПОВЕРХНЕВІ ДЖОЗЕФСОНОВСЬКІ ПЛАЗМОВІ ХВИЛІ У ШАРУВАТИХ НАДПРОВІДНИКАХ

Вперше теоретично досліджено косі поверхневі джозефсоновські плазмові хвилі (ПДПХ), що поширюються уздовж межі розділу середовищ діелектрик – шаруватий надпровідник. Розглянуто випадок, коли шари надпровідника перпендикулярні межі розділу середовищ. Косі ПДПХ є поверхневі електромагнітні хвилі, що поширюються під довільним кутом до шарів надпровідника. Поле косих ПДПХ є суперпозицією звичайної та незвичайної поверхневих електромагнітних хвиль. Отримано дисперсійне рівняння косих ПДПХ, що є найбільш загальним дисперсійним рівнянням ПДПХ для розглянутої орієнтації шарів надпровідника щодо межі розділу. Розв'язано задачу збудження косих ПДПХ методом порушеного повного внутрішнього відбиття. Встановлено, що при збудженні косих ПДПХ в призмі виникає додаткова відбита хвиля з поляризацією, ортогональною поляризації падаючої хвилі. Показано, що при деяких оптимальних параметрах структури коефіцієнт відбиття збудливої хвилі в призмі може обернутися в нуль.

Ключові слова: шаруватий надпровідник, косі поверхневі джозефсоновські плазмові хвилі, звичайна і незвичайна електромагнітна хвиля, метод порушеного повного внутрішнього відбиття.