

02,09

Волновые свойства поверхностных поляритонов в структуре диэлектрик—высокотемпературный сверхпроводник—диэлектрик

© А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 20 октября 2014 г.)

Исследуются особенности распространения поверхностных поляритонов в симметричной структуре диэлектрик—высокотемпературный сверхпроводник—диэлектрик в области температур $T < T_c/2$, где структуру можно считать непоглощающей. Показано, что дисперсионные зависимости содержат две поляритонные ветви: высокочастотную и низкочастотную, которые отвечают симметричному и антисимметричному распределению поперечных компонент волнового поля. Для высокочастотной ветви имеется область значений константы распространения, где направления групповой скорости и потока энергии противоположны направлению фазовой скорости. В указанной области наблюдается также существенное замедление поляритонных волн.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015).

1. Введение

В последнее время внимание исследователей привлекают металло-диэлектрические планарные структуры, в частности их волноводные свойства [1,2]. Наличие сильного поглощения в металле не позволяет использовать металлические пленки в качестве волноводного слоя. Однако существование широкой частотной области отрицательности диэлектрической проницаемости позволяет возбуждать на границах раздела металлических пленок с диэлектриками поверхностные волны плазмон-поляритонного (ПП) типа [3]. Чтобы уменьшить поглощение и увеличить длину пробега плазмон-поляритонов (ПП), целесообразно вместо пленки нормального металла использовать пленки высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП).

Значительный интерес для решения многих прикладных задач современной радиофизики представляют волноводные структуры, в которых возможно существенное замедление распространяющихся волн. В частности, они используются для создания усилителей и генераторов дальнего инфракрасного и THz-диапазонов, работающих по принципу усиления волн различной природы (электромагнитных, акустических, магнитостатических) при их взаимодействии с заряженными частицами [4]. При этом эффективное взаимодействие электромагнитной волны и носителей заряда возможно только в том случае, когда скорость волны существенно меньше скорости света в вакууме. На подобном взаимодействии основан принцип работы таких СВЧ-приборов, как клистрон, лампа бегущей волны, линейные ускорители заряженных частиц [5].

Существует довольно много материалов и структур, в которых теоретически предсказано и экспериментально реализовано распространение медленных волн. Преж-

де всего это метаматериалы, фотонные и магнотонные кристаллы [6–9] и различные планарные структуры, содержащие металлические пленки [10,11]. К таким структурам могут быть отнесены и структуры, содержащие пленки ВТСП. Сверхпроводниковые пленки могут также оказаться наиболее технологичным и перспективным материалом при создании компактных усилителей. Обеспечение необходимого усиления волны при ее прохождении через активную среду, как правило, требует пропускания больших критических токов, что при использовании нормальных металлов должно приводить к большому тепловыделению. Анализ дисперсионных зависимостей и энергетических характеристик поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела ВТСП—диэлектрик и ВТСП—феррит, проведен в [12,13].

В связи с этим в настоящей работе исследуются особенности распространения ПП вдоль двух границ раздела в структуре диэлектрик—ВТСП—диэлектрик и условия их замедления. Выявлены спектральная область, материальные параметры прилегающих сред, диапазон толщин сверхпроводника, а также рабочая область температур, при которых возможно существование ПП в рассматриваемой структуре, получены частотные и толщинные зависимости волновых характеристик ПП.

2. Материальные параметры структуры

Распространение ПП будем исследовать в планарной структуре, состоящей из тонкого слоя ВТСП толщиной d и окружающих его диэлектрических немагнитных сред с диэлектрическими проницаемостями (ДП) ϵ_1 и ϵ_3 . Для оптически изотропного диэлектрика с одним дисперсионным осциллятором ДП определяется выра-

жением [14]

$$\varepsilon_d = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где ε_0 и ε_∞ — статический и высокочастотный пределы функции $\varepsilon_d(\omega)$; γ — постоянная затухания. В отсутствие затухания $\varepsilon_d \rightarrow \infty$ при частоте, равной частоте поперечного оптического фонона ω_T . К материалам с ДП (1) относятся, например, щелочно-галогидные кристаллы [15].

Для описания электродинамических свойств ВТСП широко используется модель двухкомпонентной плазмы, согласно которой при температуре ниже температуры фазового перехода T_c электронная подсистема представляет собой совокупность „сверхпроводящих“ (движущихся без столкновений) и „нормальных“ (испытывающих столкновения) электронов. Концентрации указанных электронов имеют различную температурную зависимость:

$$n_s = n[1 - f(\theta)], \quad n_n = nf(\theta), \quad (2)$$

где $\theta = T/T_c$ — приведенная температура. Существует много моделей, в которых функция $f(\theta)$ записывается по-разному [16–18]. Однако наиболее адекватной и часто используемой является двухжидкостная модель Гортера–Казимира, в которой принято $f(\theta) = \theta^4$ [16]. В дальнейшем будем использовать именно эту модель.

Известно [18,19], что многие ВТСП имеют сильно анизотропную (слоистую) кристаллическую структуру, в силу чего их электронные и оптические свойства оказываются анизотропными. Это обстоятельство приводит, в частности, к анизотропии глубины проникновения магнитного поля, которую следует учитывать при моделировании ДП сверхпроводника, являющейся в свою очередь тензорной величиной [20]. Так, в купратных соединениях типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ эффективная масса свободных носителей заряда m_c^* , отвечающая кристаллографическому направлению c , перпендикулярному плоскостям Cu-O , значительно больше эффективных масс m_a^* и m_b^* , отвечающих направлениям a и b , лежащим в указанных плоскостях. В частности, для соединений указанного типа $m_c^*/m_{a,b}^* \approx 25$ [20]. Различие эффективных масс $m_{a,b}^*$ и m_c^* обусловлено различием механизмов переноса носителей заряда вдоль проводящих плоскостей Cu-O и между ними. В настоящей работе рассматривается геометрия (рис. 1), в которой кристаллографическая ось b совпадает с направлением распространения волны в структуре (ось x), а ось a перпендикулярна границе раздела сред и совпадает с осью z . При этом компоненты тензора ДП сверхпроводника $\varepsilon_{sa} = \varepsilon_{sb} \neq \varepsilon_{sc}$.

Анизотропия эффективной массы приводит к анизотропии плазменной частоты, частоты столкновений и в конечном счете оптических свойств ВТСП. Так, ДП сверхпроводника является в общем случае тензором, который приводится к диагональному виду. В рамках

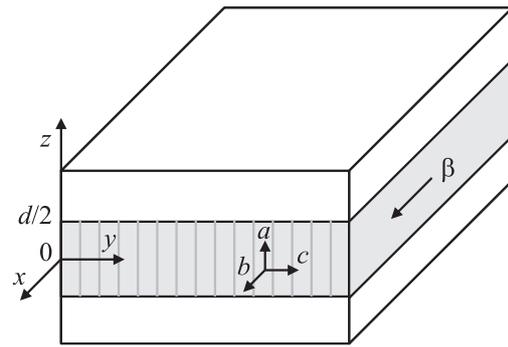


Рис. 1. Геометрия задачи.

двухжидкостной модели Гортера–Казимира его компоненты в главных осях имеют следующий вид [17,18]:

$$\varepsilon_{sa} = \varepsilon_{la} - \frac{4\pi e^2}{m_a^* \omega} \left(\frac{n_s}{\omega} + \frac{n_n}{\omega - i\nu_a} \right), \quad (3)$$

где $a = a, b, c$; ω — частота волнового поля; e — заряд электрона; ν_a — частота столкновений. В дальнейшем будем считать, что $\varepsilon_{sa} = \varepsilon_{sb} = \varepsilon_s$, $\varepsilon_{la} = \varepsilon_l$, $m_a^* = m_b^* = m^*$, $\omega_{sa} = \omega_{sb} = \omega_s$ и $\nu_a = \nu_b = \nu$.

Магнитные проницаемости диэлектрических сред и пленки ВТСП в рассматриваемом диапазоне частот далее будем считать равными единице.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика и ВТСП, для которого $\varepsilon_s = \varepsilon_s' - i\varepsilon_s''$,

$$\varepsilon_s' = \varepsilon_l - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\nu^2 \theta^4}{\omega^2 + \nu^2} \right), \quad \varepsilon_s'' = \frac{\omega_s^2}{\omega} \frac{\nu \theta^4}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (4)$$

где введены плазменная частота ВТСП $\omega_{s\alpha} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_\alpha^*}$ и полная концентрация электронов $n = n_s + n_n$. Приведенные зависимости построены для следующих значений входящих в (1) и (4) параметров: $\varepsilon_0 = 5.9$, $\varepsilon_\infty = 2.25$, $\omega_T = 3.1 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.003\omega_T [\text{s}^{-1}]$; $\varepsilon_l = 10$, $\omega_s = 5.7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $T_c = 91 \text{ K}$, $T = 10, 40, 60, 80 \text{ K}$ (кривые 1–4). Эти значения отвечают реальным полярным диэлектрикам (типа NaF и NaCl) [15] и ВТСП типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [21]. Рабочий диапазон частот, где действительная часть ДП сверхпроводника $\varepsilon_s' < 0$, лежит ниже частоты

$$\omega_{\text{cr}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times \left[\frac{\omega_s^2}{\varepsilon_l} - \nu^2 + \sqrt{\left(\frac{\omega_s^2}{\varepsilon_l} - \nu^2 \right)^2 + \frac{4\omega_s^2 \nu^2}{\varepsilon_l} (1 - \theta^4)} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

которая при выбранных значениях параметров составляет $\omega_{\text{cr}} \approx 1.8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Видно, что в указанном диапазоне мнимая часть ВТСП ε_s'' по абсолютной величине существенно меньше действительной части ε_s' , за исключением области температур, близкой к критической. Отметим, что в рабочем диапазоне частот

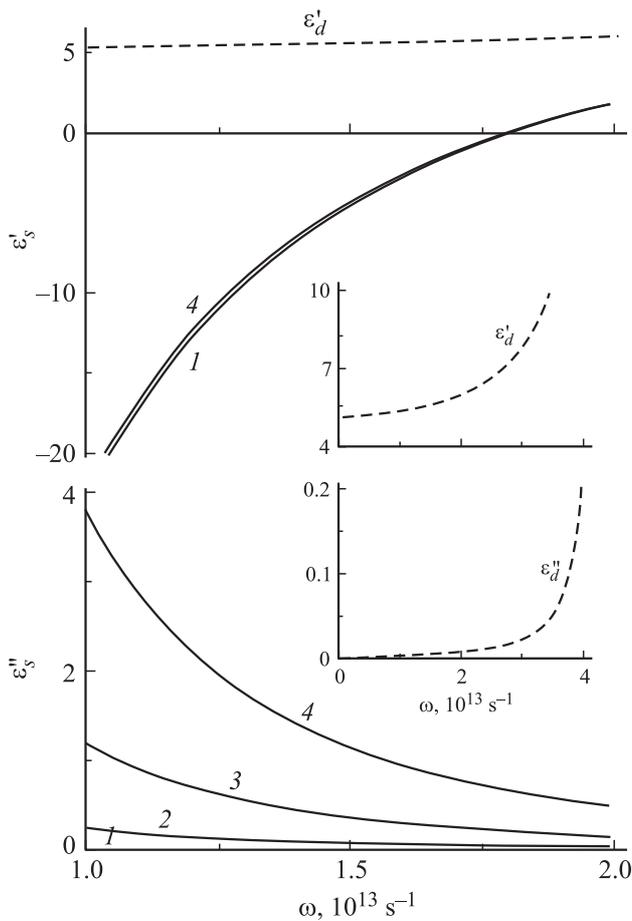


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой части ДП ВТСП для температур $T = 10, 40, 60, 80$ К (сплошные кривые 1–4 соответственно) и диэлектрика (штриховые кривые).

действительная часть ДП диэлектрика практически не меняется и ее среднее значение составляет $\langle \epsilon'_d \rangle = 5.3$. Именно это значение ϵ'_d мы будем использовать в дальнейшем. Поглощение в диэлектрике в указанном диапазоне практически отсутствует. При этом верхняя граница рассмотренного частотного интервала не должна превышать частоты $\omega_\Delta = 2\Delta/\hbar$, где 2Δ — ширина щели сверхпроводника (энергия связи куперовской пары) [20,22]. Значения ширины щели для указанного ВТСП по экспериментальным данным туннельной спектроскопии [23] и фотоэмиссионной спектроскопии углового разрешения [24] составляют $\omega_\Delta \simeq 30\text{--}45$ meV или (или $(5\text{--}7) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$). Эта частота больше граничной частоты рабочего диапазона, т. е. плазменной частоты $\omega_{\text{ср}}$.

3. Волновые поля и дисперсионные соотношения

В рассматриваемой структуре на границах сверхпроводящего слоя и диэлектрика могут возбуждаться распространяющиеся вдоль оси X поверхностные ТМ-моды

с компонентами волнового поля $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$. Зависимость указанных компонент от времени и координаты x имеет вид

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (6)$$

где $F_\alpha(z)$ — профильные функции соответствующих компонент волнового поля, β — константа распространения ПП. Связь между указанными компонентами определяется уравнениями

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - q_j^2 H_y = 0, \quad E_x = \frac{i}{k_0 \epsilon_j} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\beta}{k_0 \epsilon_j} H_y, \quad (7)$$

где $q_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_j}$ — поперечные составляющие волнового вектора ПП в диэлектрике и ВТСП, $j = 1, 2, 3$; $k_0 = \omega/c$; c — скорость света в вакууме. Далее будем рассматривать симметричную структуру, в которой ДП прилегающих к сверхпроводнику сред одинаковы, т. е. $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_d$ и $\epsilon_2 = \epsilon_s$. В этом случае решения уравнений (7) можно разделить на симметричные и антисимметричные, для которых профильная функция $H(z) = H_y(z)$ записывается следующим образом:

$$H(z) = A \begin{cases} G(q_s z), & |z| < d/2, \\ G\left(\eta \frac{q_d d}{2}\right) \exp[-q_d (|z| - \frac{d}{2})], & |z| > d/2, \end{cases} \quad (8)$$

где параметр $\eta = s/|z|$. Для симметричной моды функция $G(u) = \text{ch } u$, поэтому в центре пленки ВТСП и на границах раздела сред для амплитуд магнитного поля имеем

$$H(0) = A, \quad H(d/2) = H(d/2) = H(-d/2) = A \text{ch}(q_s d/2). \quad (9)$$

Для антисимметричной моды функция $G(u) = \text{sh } u$, и для амплитуд магнитного поля получаем

$$H(0) = 0, \quad H(d/2) = -H(-d/2) = A \text{ch}(q_s d/2). \quad (10)$$

Из представленных на рис. 3 зависимостей волнового магнитного поля $H(z)$ видно существенное различие его распределения по сечению структуры для симметричной (кривые 1 и 3 для частот $\omega = 1.4 \cdot 10^{13}$ и $1.5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$) и несимметричной (кривая 2) мод. Нормировка волнового поля проведена на величину поля на границе пленки $H(\pm d/2) = AG(q_s d/2)$. Приведенные распределения отвечают малой толщине пленки ($d < 1/q_s$), при которой поверхностная волна в самой пленке фактически является объемной. Поверхностной она становится в толстой пленке ($d \gg 1/q_s$), в этом случае внутри пленки поле локализовано вблизи ее границ. Величины $\lambda_{s,d} = 1/q_{s,d}$ определяют глубину залегания волнового поля ПП в каждой из сред.

Отметим, что разделение на симметричные и антисимметричные моды в рассматриваемой симметричной структуре может быть также проведено на основании

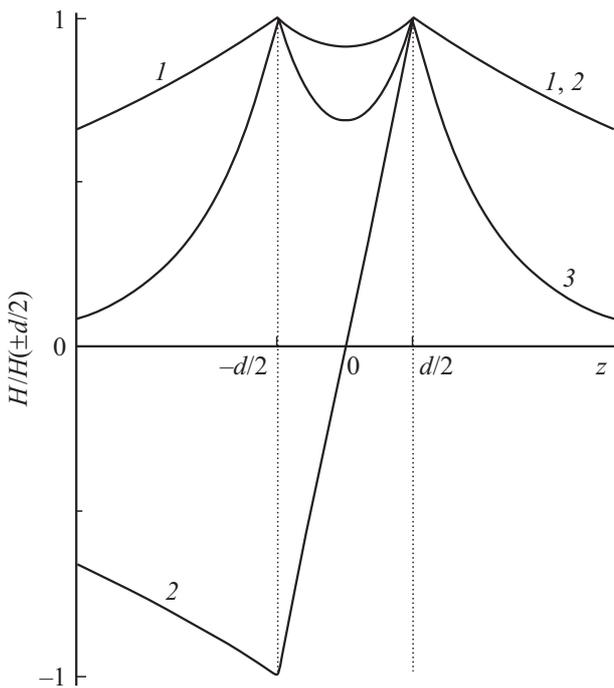


Рис. 3. Распределение волнового магнитного поля ПП в структуре по координате z для симметричной (1, 3) и несимметричной (2) мод. Параметры $d = 5 \mu\text{m}$, $\omega = 1.4 \cdot 10^{13}$ (1, 2) и $1.5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (3).

симметрии продольной компоненты электрического поля $E_x \sim \partial H_y / \partial z$ [25]. В этом случае определение симметрии мод противоположно принятому в данной работе (основанному на симметрии поперечных компонент волнового поля H_y и E_z , определяющих симметрию распределения потока энергии каждой из мод в структуре).

Из решения граничной задачи получаем следующие дисперсионные соотношения для антисимметричной и симметричной мод:

$$\text{th} \frac{q_s d}{2} = -\frac{\epsilon_d q_s}{\epsilon_s q_d}, \quad \text{cth} \frac{q_s d}{2} = -\frac{\epsilon_d q_s}{\epsilon_s q_d}. \quad (11)$$

В случае больших толщин пленок ($d \gg 1/q_s$) оба уравнения переходят в дисперсионное соотношение $\epsilon_s/q_s = -\epsilon_d/q_d$ для ПП, распространяющегося вдоль границы раздела двух полубесконечных сред с ДП ϵ_s и ϵ_d . При этом ПП, возбуждаемые на обеих границах раздела сред, не связаны друг с другом, т.е. их волновые поля не перекрываются, так как глубина залегания ПП $\lambda_s \ll d$ намного меньше толщины пленки.

В рассматриваемом нами рабочем частотном интервале мнимая часть ДП диэлектрика $\epsilon_d'' \ll \epsilon_d'$, и ею можно пренебречь. Для сверхпроводника лишь при температурах $\theta < 1/2$ можно считать $\epsilon_s'' \ll |\epsilon_s'|$, что видно из представленных на рис. 2 зависимостей. Далее анализ будем проводить с учетом указанных неравенств, поэтому константа распространения β и поперечные компоненты волнового вектора q_d и q_s ПП должны быть

действительными величинами. В этом случае распространение в структуре ПП при $\epsilon_d > 0$ и $\epsilon_s < 0$ возможно лишь в области $\beta > k_0 \sqrt{\epsilon_d}$.

Дисперсионные соотношения (11) будем анализировать в области частот $\omega < \omega_{cr}$, где действительная часть ДП сверхпроводника отрицательна и пренебрежимо малы потери. Решениями этих уравнений являются низкочастотная и высокочастотная дисперсионные ветви, которые отвечают антисимметричной и симметричной модам соответственно. На рис. 4 приведены дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ПП в структуре с пленкой ВТСП толщиной $d = 1, 5, 10 \mu\text{m}$ (кривые 1–3). Высокочастотные ветви (сплошные кривые) при малых толщинах имеют четко выраженный максимум, который сглаживается с увеличением толщины. Низкочастотные ветви (штриховые кривые) являются монотонно растущими. С ростом β обе ветви начинают сближаться. При достаточно больших значениях константы распространения ($\beta > 10^6 \text{ m}^{-1}$) обе ветви находятся в очень узком спектральном диапазоне и асимптотически стремятся к частоте $\omega_\infty = \omega_s / \sqrt{\epsilon_l + \epsilon_d}$. При толщинах пленки $d > 10 \mu\text{m}$ высокочастотная ветвь практически совпадает с низкочастотной.

На рис. 5 представлены зависимости константы распространения ПП от толщины пленки ВТСП, полученные при решении дисперсионных уравнений (11) для симметричной (сплошные) и антисимметричной (штриховые кривые) мод для следующих частот: $\omega = (1.2, 1.4, 1.44, 1.5, 1.6) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–5). Из представленных кривых следует, что симметричные и антисимметричные моды могут существовать одновременно в широком интервале толщин пленки. Наиболее существенно константа распространения изменяется

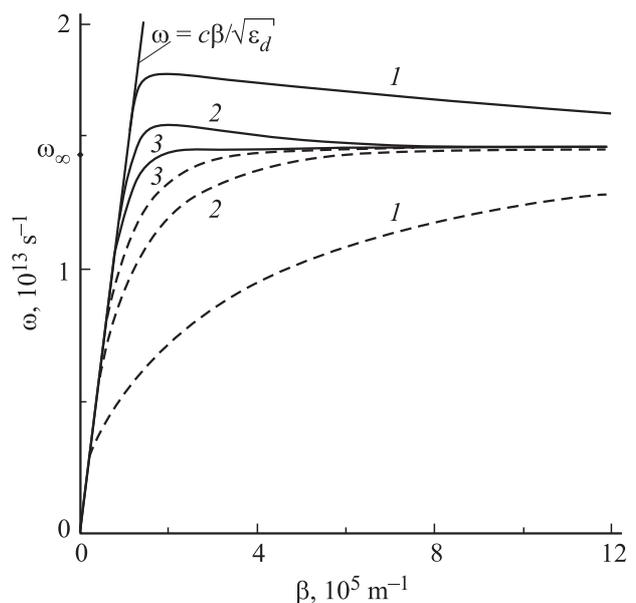


Рис. 4. Дисперсионные зависимости высокочастотного (сплошные) и низкочастотного ПП (штриховые кривые) для толщин пленок $d = 1$ (1), 5 (2) и $10 \mu\text{m}$ (3).

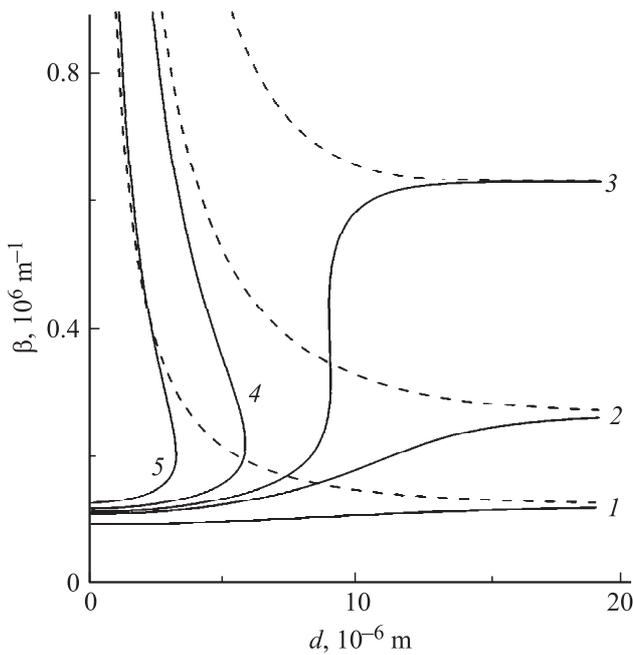


Рис. 5. Зависимость константы распространения высокочастотного (сплошные) и низкочастотного ПП (штриховые кривые) от толщины пленки ВТСП. $\omega, 10^{13} \text{ s}^{-1}$: 1 — 1.2, 2 — 1.4, 3 — 1.44, 4 — 1.5, 5 — 1.6.

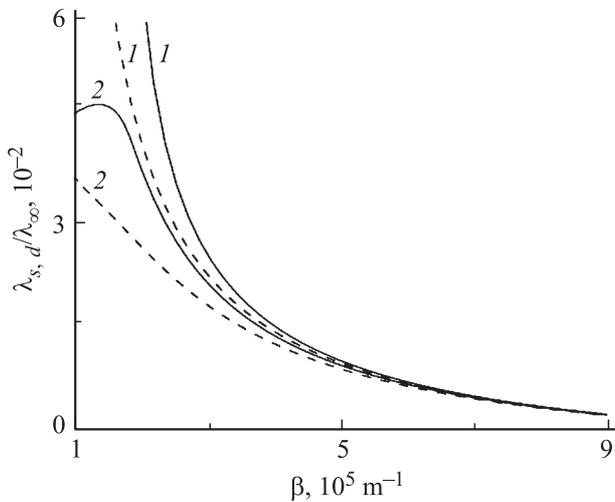


Рис. 6. Зависимость глубины залегания в диэлектрике (1) и ВТСП (2) высокочастотного (сплошные) и низкочастотного ПП (штриховые кривые) от постоянной распространения, $d = 5 \mu\text{m}$.

в области малых толщин пленки ВТСП. С прикладной точки зрения представляет интерес тот факт, что в высокочастотной области существуют бистабильные состояния для симметричных волн (кривые 4,5), для которых одному значению толщины пленки могут соответствовать два значения константы распространения. В рассматриваемом случае переход в бистабильное состояние происходит на частоте $\omega \simeq 1.47 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

При достаточно большой толщине пленки константы распространения симметричных и антисимметричных мод вырождаются и перестают зависеть от толщины, что указывает на переход к случаю полубесконечной структуры ВТСП–диэлектрик.

На рис. 6 для пленки толщиной $d = 5 \mu\text{m}$ представлены зависимости приведенной глубины залегания в диэлектрике и ВТСП $\lambda_{s,d}/\lambda_{\infty}$ от постоянной распространения (кривые 1, 2), где $\lambda_{\infty} = 2\pi c/\omega_{\infty} \approx 128 \mu\text{m}$. Сплошные кривые отвечают высокочастотным ПП, штриховые — низкочастотным. Из приведенных зависимостей следует, что для значений константы распространения $\beta = (1-5) \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ глубина залегания ПП в диэлектрике превышает ту же величину в сверхпроводнике. В целом величины $\lambda_{s,d}$ плавно уменьшаются с ростом β ; начиная с $\beta > 10^5 \text{ m}^{-1}$ глубины залегания для обеих ветвей практически совпадают.

4. Потоки энергии и групповая скорость

Энергетической характеристикой волнового процесса с учетом его гармонической зависимости от времени является вектор Пойнтинга $\langle \mathbf{S} \rangle = (c/8\pi)\text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$, определяющий в рассматриваемом нами случае среднюю за период плотность потока энергии ПП. Наличие как поперечной, так и продольной компоненты электрического поля у волны ТМ-типа приводит к тому, что вектор $\langle \mathbf{S} \rangle$ имеет как продольную $\langle S_x \rangle$, так и поперечную $\langle S_z \rangle$ составляющую. Перенос энергии ПП вдоль границ раздела сред осуществляется продольной компонентой вектора Пойнтинга, которую в общем случае можно записать в виде $\langle S_x(x, z) \rangle = S_x(z) \exp(-2\beta''x)$. Здесь функция $S_x(z)$ определяет распределение плотности потока по сечению структуры, а мнимая часть константы распространения β'' определяет длину пробега $l = 1/2\beta''$ ПП в направлении распространения. В области температур $\theta < 1/2$ и частот $\omega < \omega_{\text{сг}}$ мнимые части диэлектрических проницаемостей сред намного меньше модулей действительных частей, и поглощением можно пренебречь, считая $\beta'' \approx 0$.

Используя соотношения для волновых полей, запишем выражения для плотности потока энергии в каждой из сред

$$S_x(z) = \frac{c\beta A^2}{8\pi k_0} \times \begin{cases} \varepsilon_s^{-1} G^2(q_s z), & |z| < d/2, \\ \varepsilon_s^{-1} G^2(q_s d/2) \exp[-2q_d(|z| - d/2)], & |z| > d/2. \end{cases} \quad (12)$$

Из приведенных соотношений следует, что в диэлектрике плотность потока энергии положительна, а в ВТСП — отрицательна, так как в рабочей области частот $\varepsilon_d > 0$,

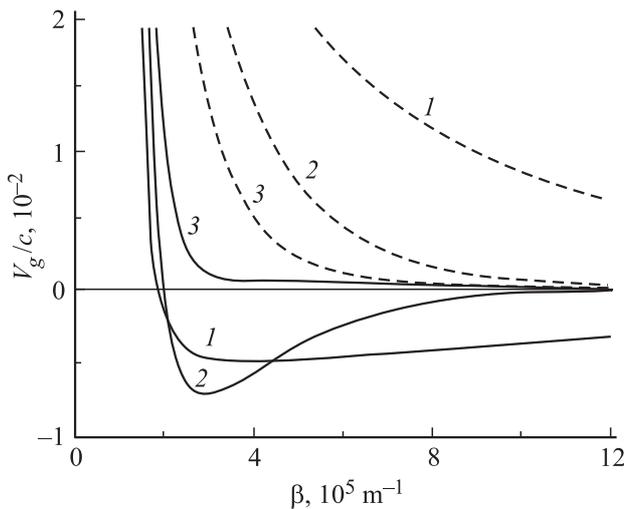


Рис. 7. Зависимость групповой скорости высокочастотного (сплошные) и низкочастотного ПП (штриховые кривые) от постоянной распространения для толщин пленок $d = 1$ (1), 5 (2) и $10 \mu\text{m}$ (3).

а $\varepsilon_s < 0$. При удалении от поверхностей пленки плотность потока энергии экспоненциально спадает для обеих мод. Внутри пленки распределение величины $S_x(z)$ различно для разных мод: для симметричной (высокочастотной) моды $S_x(0) = \beta S_0 / \varepsilon_s k_0$, где $S_0 = cA^2 / 4\pi$, тогда как для антисимметричной (низкочастотной) моды $S_x(0) = 0$.

Представляет также интерес полный поток энергии, переносимой как в каждой из сред, так и в структуре в целом:

$$P = P_s + P_d = 2 \int_0^{d/2} S_x(z) dz + 2 \int_{d/2}^{\infty} S_x(z) dz. \quad (13)$$

Здесь потоки энергии в каждой из сред определяются выражениями

$$P_{s,d} = \frac{c\beta A^2}{16\pi k_0} \begin{cases} (q_s \varepsilon_s)^{-1} (\text{sh } q_s d \pm q_s d), & |z| < d/2, \\ (q_d \varepsilon_d)^{-1} (\text{ch } q_s d \pm 1), & |z| > d/2, \end{cases} \quad (14)$$

где верхние знаки относятся к симметричной моде, а нижние — к антисимметричной. Анализ приведенных соотношений показывает, что знак полного потока энергии в структуре для антисимметричной моды всегда положителен, тогда как для симметричной моды он может быть как положительным, так и отрицательным. Знак величины P зависит от частоты и константы распространения и определяется знаком групповой скорости ПП, так как между этими величинами существует следующая связь:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} S_x(z) dz = v_g \int_{-\infty}^{\infty} w(z) dz, \quad (15)$$

где $w(z)$ — плотность энергии волнового поля в структуре. С другой стороны, групповая скорость определя-

ется известным выражением $v_g = \partial\omega/\partial\beta$ и может быть найдена из дисперсионных зависимостей $\omega(\beta)$.

На рис. 7 представлена зависимость относительной групповой скорости v_g/c от константы распространения, полученная для ПП в рассматриваемой структуре. Приведенные зависимости отвечают высокочастотной (сплошные) и низкочастотной (штриховые кривые) дисперсионным ветвям и толщине пленки ВТСП $d = 1, 5, 10 \mu\text{m}$ (кривые 1–3). Видно, что для высокочастотной ветви имеется значение константы распространения β_m , отвечающее максимуму зависимости $\omega(\beta)$, для которого $v_g = 0$. В непосредственной близости от значения β_m , а также при $\beta \gg \beta_m$ имеются области, в которых групповая скорость намного меньше скорости света. Таким образом, в указанных областях константы распространения появляется возможность реализации в структуре медленных волн. Более того, при $\beta > \beta_m$ возможно также существование обратного ПП, имеющего отрицательную групповую скорость (сплошные кривые 1, 2). Согласно (12), в указанной области полный поток энергии, переносимой ПП, направлен противоположно направлению фазовой скорости. Это означает, что энергия, переносимая в пленке ВТСП, превышает энергию, переносимую в диэлектрических обкладках. Ширина этой области уменьшается с увеличением толщины пленки.

Для низкочастотного ПП групповая скорость и полный поток энергии на всем интервале значений константы распространения имеют положительный знак. При этом область медленных волн следует считать область $\beta \gg \beta_m$. В этой области частота высоко- и низкочастотного ПП практически одинакова и равна ω_∞ .

5. Заключение

В работе исследованы волновые свойства ПП в симметричной структуре диэлектрик–пленка ВТСП–диэлектрик. В области температур $T < T_c/2$ структура является практически непоглощающей. В области частот ниже плазменной действительная часть ДП сверхпроводящей пленки отрицательна, и в структуре возможно существование ПП. На основе решения граничной задачи для волновых полей получено распределение поля ПП по структуре, а также дисперсионное соотношение, которое содержит высокочастотную и низкочастотную поляритонные ветви. Высокочастотной ветви отвечает симметричное распределение поперечных компонент поля в структуре, низкочастотной — антисимметричное. Вблизи частоты ω_∞ , к которой обе ветви асимптотически приближаются, наблюдается существенное замедление прямой и обратной поляритонных волн.

Для низкочастотной ветви знаки фазовой и групповой скоростей совпадают на всем интервале значений константы распространения. Для высокочастотной ветви найдена область значений константы распространения, в которой направления групповой скорости и потока

энергии противоположны направлению фазовой скорости, т.е. в структуре возникают обратные ПП. В связи с этим исследуемую волноводную структуру можно рассматривать как эффективную „левую“ среду [26], главной особенностью которой является противоположная направленность фазовой и групповой скоростей.

Отметим, что приведенные результаты справедливы в области температур, где мнимой частью ДП сверхпроводника и соответственно поглощением можно пренебречь. К этой области можно отнести температуры $T < T_c/2$. Интерес также представляет область $T_c/2 < T < T_c$, где поглощением уже нельзя пренебречь, но при этом возможно существование ПП. В этой области важные характеристики ПП становятся чувствительными к малым изменениям температуры, что позволяет управлять динамикой ПП в рассматриваемой структуре.

Указанные особенности создают условия для создания управляемых температурой активных сред с реализуемой обратной связью, в которых усиление волны может осуществляться за счет ее взаимодействия с направленно движущимися зарядами при выполнении фазового синхронизма.

Список литературы

- [1] Н.А. Гишпиус, С.Г. Тиходеев, А. Крист, Й. Куль, Х. Гиссен. ФТТ **47**, 139 (2005).
- [2] В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.Н. Калиш, А.К. Звездин. ФТТ **51**, 1562 (2009).
- [3] В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. Наука, М. (1985). 525 с.
- [4] А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг. УФН **44**, 321 (1951).
- [5] Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по СВЧ-электронике для физиков. Физматлит, М. (2003). Т. 1. 496 с.
- [6] С.В. Гришин, Ю. П. Шараевский. ЖТФ **71**, 4, 95 (2001).
- [7] H. Al-Wahsh, L. Dobrzynski, J.O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, P.A. Deumier. Phys. Rev. B **59**, 8709 (1999).
- [8] Ю.П. Войнов, Н.Ф. Габитова, В.С. Горелик, Л.И. Злобина, П.П. Свербиль. ФТТ **51**, 1333 (2009).
- [9] А.А. Булгаков. Известия вузов. Радиофизика **35**, 587 (1992).
- [10] P.V. Mason, R.W. Gould. J. Appl. Phys. **40**, 5, 2039 (1969).
- [11] Д.Ю. Федянин, А.В. Арсенин, В.Г. Лейман, А. Д. Гладун. Квантовая электроника **39**, 745 (2009).
- [12] С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов. ФТТ **49**, 773 (2007).
- [13] Д.Г. Санников, С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов. ФТТ **51**, 1824 (2009).
- [14] Ю.А. Ильинский, Л.В. Келдыш. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. Изд-во МГУ, М. (1989). 304 с.
- [15] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1979). 432 с.
- [16] В.Ф. Кравченко. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. Физматлит, М. (2006). 280 с.
- [17] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Моск. центр непрерыв. математ. образования, М. (2000). 397 с.
- [18] В.В. Штыков. РЭ **42**, 1276 (1997).
- [19] Ю.М. Гуфан, И.Г. Левченко, Е.Г. Рудашевский. ФТТ **41**, 1552 (1999).
- [20] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М. (1980). 312 с.
- [21] D.N. Basov, T. Timusk. Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Физическая кинетика. Физматлит, М. (2001). Т. 8. 536 с.
- [23] H.L. Edwards, J.T. Market, A.L. de Lozanne. Phys. Rev. Lett. **69**, 2967 (1992).
- [24] K. Nakayama, T. Sato, K. Terashima, H. Matsui, T. Takahashi, M. Kubota, K. Ono, T. Nishizaki, Y. Takahashi, N. Kobayashi. Phys. Rev. B **75**, 014513 (2007).
- [25] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наук. думка, Киев (1989). 376 с.
- [26] I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar. Phys. Rev. E **67**, 057602 (2003).