

Поверхностные поляритоны на границе анизотропного сверхпроводника и диэлектрика

© С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@ulsu.ru

(Поступила в Редакцию 12 мая 2006 г.

В окончательной редакции 18 сентября 2006 г.)

Исследованы дисперсионные зависимости, поляризационная структура и энергетические характеристики поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела изотропного диэлектрика с анизотропным сверхпроводником. Диэлектрическая проницаемость получена в рамках двухжидкостной модели „сверхпроводящих“ и „нормальных“ электронов. Показано, что характеристики поверхностной волны существенным образом зависят от материальных параметров контактирующих сред, частоты и температуры.

PACS: 74.72.Bk, 73.20.Mf

1. Введение

Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничных сред отрицательна, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных волн ТМ-типа с экспоненциально убывающими от границы раздела амплитудами электрического и магнитного полей [1], получивших название поверхностных поляритонов (ПП) [2]. Поверхностные волны содержат богатую информацию о материальных параметрах приповерхностных слоев, в связи с чем решения волновых уравнений, отвечающие ПП, были найдены для различных типов материалов [3–8], а их анализ широко используется для изучения электрических и оптических свойств контактирующих сред.

В последние годы повышенный интерес вызывают исследования оптических свойств ВТСП и выявление особенностей в частотной и температурной зависимостях действительной и мнимой частей ДП [9–12]. Наиболее изученными являются монокристаллические пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. В связи с широкими возможностями практического использования ВТСП и слоистых структур на их основе в качестве управляемой волноведущей среды [13–15] представляет интерес выявление особенностей распространения ПП вдоль поверхности сверхпроводника. В работе [16] поверхностные электромагнитные волны исследовались для границы раздела изотропных диэлектрика и сверхпроводника. Между тем купратные ВТСП имеют слоистую кристаллическую структуру и обладают существенной анизотропией механизма переноса заряда в направлениях, параллельном и перпендикулярном слоям [13,17]. В настоящей работе в рамках двухжидкостной модели электронной подсистемы [13,14] строится тензор диэлектрической проницаемости и на его основе проводится исследование условий возбуждения, дисперсионных свойств и энергетических характеристик ПП, распространяющихся вдоль границы раздела анизотропного сверхпроводника и изотропного диэлектрика. Анализ проводится для широкого интервала

температур, включающего температуру сверхпроводящего перехода для наиболее часто встречающейся в эксперименте по изучению оптических и транспортных свойств ВТСП ситуации, когда ПП распространяется в базисной плоскости сверхпроводника ab . Как указано в работах [10,17], нахождение действительной и мнимой частей компонент тензора ДП из экспериментов по возбуждению ПП обладает рядом преимуществ по сравнению с эллипсометрией и позволяет снизить погрешность измерения.

2. Дисперсионные соотношения

Рассмотрим анизотропный сверхпроводник, имеющий слоистую кристаллическую структуру. Эффективная масса электрона в купратных ВТСП существенно отличается в направлениях, параллельном слоям и перпендикулярном им: $m_a^* = m_b^* \ll m_c^* \simeq m_0$, где m_0 — масса свободного электрона [13]. Это обстоятельство приводит к различию компонент тензора ДП, записанного в главных осях, совпадающих с кристаллографическими направлениями abc . В рамках двухжидкостной модели [13,14] концентрации „нормальных“ и „сверхпроводящих“ электронов могут быть представлены следующими функциями температуры: $n_n = n\theta^4$, $n_s = n(1 - \theta^4)$, где $\theta = T/T_c$ — нормированная температура, T_c — температура фазового перехода, а $n = n_n + n_s$ — полная концентрация электронов. В соответствии с [13,14], ненулевые диагональные компоненты тензора ДП одноосного сверхпроводника в главных осях могут быть представлены в виде

$$\epsilon_\gamma(\omega) = \epsilon_{0\gamma} - \frac{\omega_{0\gamma}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{iv_\gamma\theta^4}{\omega - iv_\gamma} \right), \quad (1)$$

где $\omega_{0\gamma} = \sqrt{4\pi ne^2/m_\gamma^*}$ — плазменная частота для соответствующего кристаллографического направления, v_γ — частота столкновений „нормальных“ электронов, $\epsilon_{0\gamma}$ — вклад решетки в соответствующую компоненту

полной ДП сверхпроводника, $\gamma = x, y, z$ (или соответствующие этим осям кристаллографические направления a, b, c). Из выражения (1) легко могут быть получены предельные соотношения для компонент тензора ДП в случае низких температур, когда $\theta \rightarrow 0$ и вкладом „нормальных“ электронов можно пренебречь, и высоких температур, когда $\theta \rightarrow 1$ и вся электронная подсистема переходит в нормальное состояние.

Пусть граница раздела сред совпадает с плоскостью $z = 0$. Область $z \geq 0$ занимает изотропный диэлектрик с ДП ϵ_d , а область $z \leq 0$ занимает сверхпроводник. Обе среды полагаем немагнитными, т.е. их магнитные проницаемости равны единице. Полагаем, что сверхпроводник выращен таким образом, что ось a совпадает с осью x , а оси c и b образуют с нормалью и осью y соответственно некоторый угол ψ . В предположении отсутствия объемных и поверхностных зарядов и токов в каждой из сред будем искать решение волнового уравнения в виде поверхностной волны, распространяющейся вдоль оси x , с экспоненциально убывающими амплитудами поля в обоих направлениях от границы раздела вдоль оси z .

$$\mathbf{H}(x, z, t) = \mathbf{H}(z) \exp[i(kx - \omega t)]. \quad (2)$$

В области $z > 0$ амплитуда поверхностной волны $\mathbf{H}(z) = \mathbf{H}_1 \exp(-\alpha z)$, а в области $z < 0$ амплитуда $\mathbf{H}(z) = \mathbf{H}_2 \exp(\beta z)$, где параметры локализации ПП в каждой из сред α и β являются положительными величинами.

Связь между постоянной распространения и параметрами локализации в диэлектрике определяется выражением $\alpha^2 = k^2 - \epsilon_d k_0^2$, где $k_0 = \omega/c$; c — скорость света в вакууме. В сверхпроводящей среде указанная связь дается матричным уравнением

$$\left(\tilde{k}^2 - \tilde{k}_i \tilde{k}_j - k_0^2 \epsilon_{ij}(\omega, \psi) \right) H_j = 0, \quad (3)$$

где $\tilde{k} = (k, 0, -i\beta)$ — волновой вектор в сверхпроводнике, $\epsilon_{ij}(\omega, \psi)$ — компоненты тензора ДП сверхпроводника, записанного в системе координат xuz и полученного с помощью преобразования $\epsilon_{ij}(\omega, \psi) = P_{il} P_{jm} \epsilon_{lm}(\omega)$, где P_{il} и P_{jm} — элементы матрицы поворота на угол ψ вокруг кристаллографической оси a . Условием разрешимости системы (3) является равенство нулю ее определителя. Отсюда получаем следующие соотношения между постоянной распространения и параметрами локализации:

$$\beta_1^2 = k^2 - k_0^2 \epsilon_a, \quad (4)$$

$$\beta_2^2 = \epsilon_a (k^2 - k_0^2 \epsilon_c) (\epsilon_a \sin^2 \psi + \epsilon_c \cos^2 \psi)^{-1}.$$

При этом поле ПП в сверхпроводнике представляет суперпозицию двух собственных волн с параметрами локализации β_1 и β_2

$$\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}_{21} \exp(\beta_1 z) + \mathbf{E}_{22} \exp(\beta_2 z). \quad (5)$$

Важным следствием (3) является то, что ПП при $\psi \neq 0, \pi/2$ уже не является простой ТМ-волной, как в изотропном случае, и в общем случае содержит все компоненты электрического и магнитного полей.

Используя условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе раздела сред (при $z = 0$), получаем дисперсионное соотношение, связывающее параметры сред и излучения

$$(\alpha + \beta_1) \left(\frac{\epsilon_d}{\alpha} + \frac{\epsilon_a}{\beta_2} \right) \frac{k^2 \operatorname{ctg} \psi}{\beta_1} + (\alpha + \beta_2) \left(\frac{\epsilon_d}{\alpha} + \frac{\epsilon_a}{\beta_1} \right) \frac{k_0^2 \epsilon_a \operatorname{tg} \psi}{\beta_2} = 0. \quad (6)$$

Далее рассмотрим две практически важные ориентации кристаллографических осей, когда ось c перпендикулярна границе раздела сред и угол $\psi = 0$, а также когда ось b перпендикулярна границе раздела и $\psi = \pi/2$. В силу равноправия осей a и b последний случай эквивалентен также ситуации, когда ось a перпендикулярна границе раздела сред, а ПП распространяется вдоль оси b .

При $\psi = 0$ из (6) получаем $\epsilon_d/\alpha + \epsilon_a/\beta_2 = 0$, где $\beta_2^2 = (\epsilon_a/\epsilon_c)(k^2 - k_0^2 \epsilon_c)$. После несложных преобразований приходим к следующему дисперсионному уравнению и связи параметров локализации с параметрами граничных сред:

$$k^2 = k_0^2 \epsilon_d \epsilon_c \frac{\epsilon_a - \epsilon_d}{\epsilon_a \epsilon_c - \epsilon_d^2},$$

$$\beta_2^2 = \left(\frac{\epsilon_a}{\epsilon_d} \alpha \right)^2 = k_0^2 \epsilon_a^2 \frac{\epsilon_d - \epsilon_c}{\epsilon_a \epsilon_c - \epsilon_d^2}. \quad (7)$$

При действительных и положительных величинах ϵ_d, α и β_2 условию $\epsilon_a = -\epsilon_d \beta_2/\alpha$ удовлетворяет спектральная область, в которой $\epsilon_a < 0$. Требование положительности параметров $k^2, \alpha_1^2, \alpha_2^2$, определяемых соотношениями (7), приводит к дополнительным условиям для параметров контактирующих сред $\epsilon_d < \epsilon_c < -\epsilon_d^2/|\epsilon_a|$.

В случае $\psi = \pi/2$, когда оптическая ось c лежит в плоскости границы раздела сред, оставаясь перпендикулярной направлению распространения ПП, из (6) получаем $\epsilon_d/\alpha + \epsilon_a/\beta = 0$. При этом дисперсионное соотношение и связь параметров локализации с параметрами граничных сред имеют вид

$$k^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_d \epsilon_a}{\epsilon_a + \epsilon_d},$$

$$\beta_1^2 = \left(\frac{\epsilon_a}{\epsilon_d} \alpha \right)^2 = -k_0^2 \frac{\epsilon_a^2}{\epsilon_a + \epsilon_d}. \quad (8)$$

В рассматриваемом случае поверхностные волны в структуре могут распространяться лишь при выполнении неравенства $\epsilon_a < -\epsilon_d$.

3. Численный анализ

Сначала исследуем полученные уравнения в предельном случае очень низких температур, т.е. $T \ll T_c$. При этом вкладом „нормальных“ электронов в ДП сверхпроводника можно пренебречь и считать входящие в дисперсионные соотношения параметры действительными

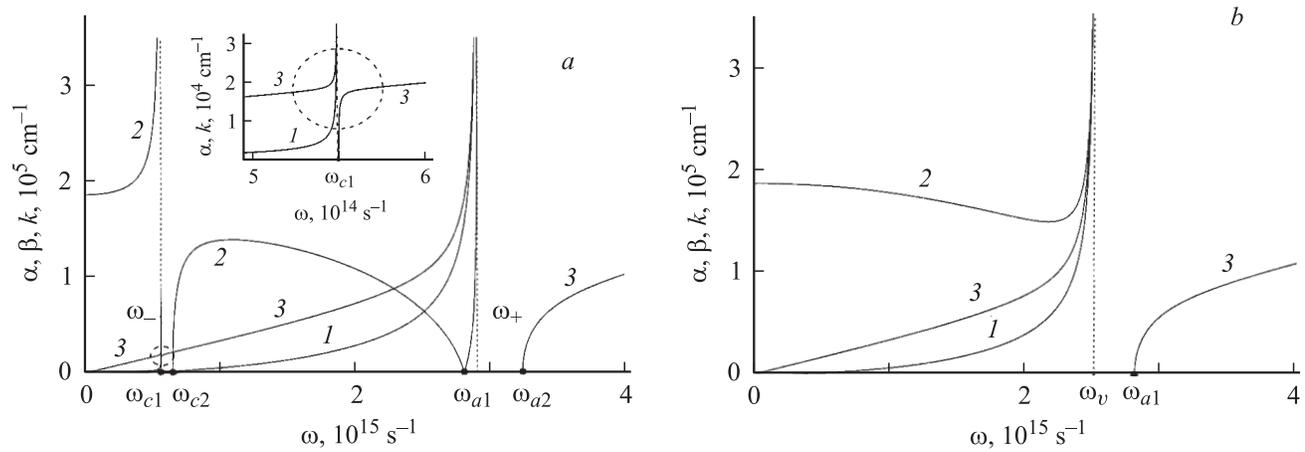


Рис. 1. Частотные зависимости параметров локализации ПП α (1), β (2) в прилегающих средах и постоянной распространения k (3) для случаев ориентации кристаллографических осей $\psi = 0$ (а) и $\pi/2$ (b), отвечающие области низких температур $T \ll T_c$.

ми величинами. Спектральные области возможного распространения ПП отвечают частотным интервалам, где величины $\alpha(\omega)$, $\beta(\omega)$, $k(\omega)$ являются положительными. Выделим характерные частоты, на которых указанные параметры стремятся к бесконечности либо обращаются в нуль. Так, в случае $\psi = 0$ на частотах

$$\omega_{\pm} = \left[\frac{B}{2A} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4A\omega_{0a}^2\omega_{0c}^2}{B^2}} \right) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где $A = \epsilon_{0c}\epsilon_{0a} - \epsilon_d^2 > 0$ и $B = \epsilon_{0a}\omega_{0c}^2 + \epsilon_{0c}\omega_{0a}^2 > 0$, параметры α , β и k стремятся к бесконечности. Нулями функции $k(\omega)$ являются частоты 0 , ω_{c1} и ω_{a2} , функции $\alpha(\omega)$ — частоты 0 и ω_{a1} , а для функции $\beta_2(\omega)$ — частоты 0 , ω_{a1} и ω_{c2} , определяемые соотношениями

$$\begin{aligned} \omega_{\gamma 1} &= \omega_{0\gamma} / \sqrt{\epsilon_{0\gamma}}, \\ \omega_{\gamma 2} &= \omega_{0\gamma} / \sqrt{\epsilon_{0\gamma} - \epsilon_d}, \quad \gamma = a, c. \end{aligned} \quad (10)$$

В случае $\psi = \pi/2$ частотой, где указанные параметры стремятся к бесконечности, является $\omega_v = \omega_{0a} / \sqrt{\epsilon_{0a} + \epsilon_d}$. Обращение в нуль параметров α , β и k имеет место при $\omega = 0$, а для k и при ω_{a1} . На рис. 1 представлены частотные зависимости параметров локализации α , β и константы распространения k ПП (кривые 1–3 соответственно), отвечающие области низких температур ($T \ll T_c$) и двум ориентациям кристаллографических осей, определяемым углами $\psi = 0$ (а) и $\pi/2$ (b). На вставке в увеличенном масштабе приведены частотные зависимости параметров α и k вблизи частоты ω_- , на которой эти параметры терпят разрыв. В расчетах использовались типичные для наиболее исследованного экспериментально высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ значения параметров: $\epsilon_{0\gamma} = 4.0$, $n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $\sqrt{m_c^*/m_a^*} \simeq 5.3$, плазменные частоты $\omega_{0a} = 5.6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{0c} = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ [10,18]. В качестве диэлектрика был выбран вакуум с $\epsilon_d = 1$. При этом введенные характер-

ные частоты принимали следующие значения: $\omega_{a1} = 2.8 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{c1} = 5.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{a2} = 3.23 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{c2} = 6.35 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_- = 5.49 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_+ = 2.89 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. В случае $\psi = 0$ интервалами возможного распространения ПП являются частотные области $(0, \omega_-)$, $(\omega_{c2}, \omega_{a1})$, (ω_{a1}, ω_+) . В случае $\psi = \pi/2$ распространение ПП возможно на интервале $(0, \omega_v)$. Этот случай по характеру зависимостей аналогичен рассмотренному в работе [16] случаю распространения ПП на границе изотропного сверхпроводника с ДП $\epsilon = \epsilon_a$. Поэтому дальнейший анализ проводится для ориентации, отвечающей $\psi = 0$.

Рассмотрим теперь частотные зависимости параметров ПП при температурах $T \lesssim T_c$. В соответствии с (1) в этом случае компоненты тензора ДП сверхпроводящей среды являются комплексными величинами, т.е. $\epsilon_{\gamma} = \epsilon'_{\gamma} - i\epsilon''_{\gamma}$. Поэтому константа распространения k и параметры локализации α и β'_2 в прилегающих средах также являются комплексными величинами. Частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения k и действительных частей параметров локализации α' и β'_2 в каждой из сред представлены на рис. 2 и 3. Кривые 1–4 соответствуют нормативным температурам $T/T_c = 0.1, 0.3, 0.6, 0.9$. Видно, что увеличение температуры приводит к уменьшению амплитуды резонансных значений соответствующих величин вблизи частот ω_- и ω_+ . Рост величин k' , α' и β'_2 на частотных интервалах (ω_-, ω_{c2}) и (ω_+, ω_{a2}) , отвечающий увеличению температуры, должен был бы привести к расширению интервала возможного распространения ПП. Однако в связи с резким увеличением k'' на тех же частотных интервалах с увеличением температуры будет увеличиваться и затухание ПП. Длина пробега $l \simeq (k'')^{-1}$ и глубина проникновения поля ПП в каждой из контактирующих сред $(\alpha')^{-1}$ и $(\beta'_2)^{-1}$ при этом уменьшаются. Наиболее значительно температурная зависимость постоянной распространения и параметров

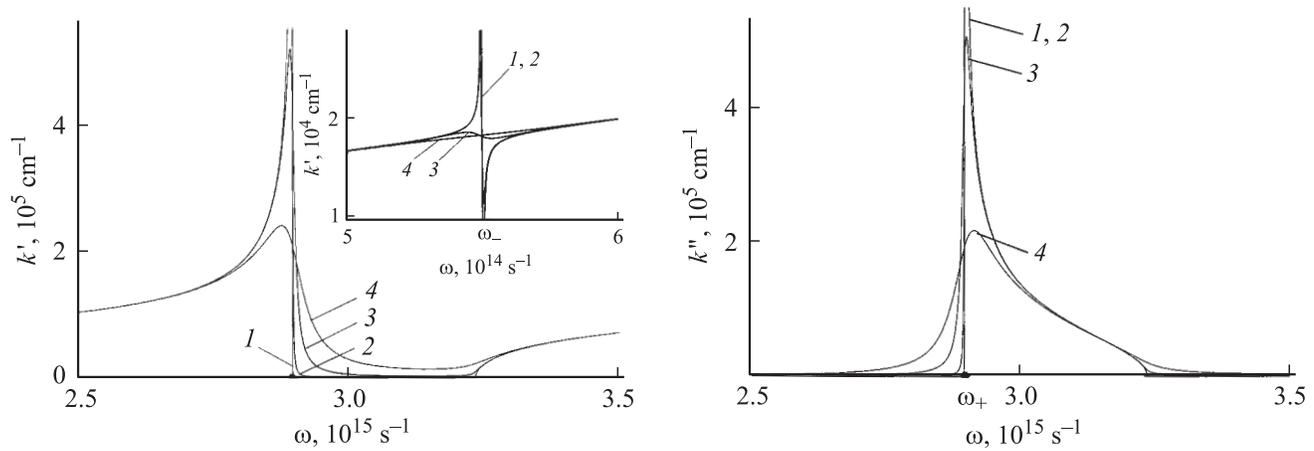


Рис. 2. Частотные зависимости действительной k' и мнимой k'' частей константы распространения ПП при $\theta = 0.1, 0.3, 0.6, 0.9$ (кривые 1-4).

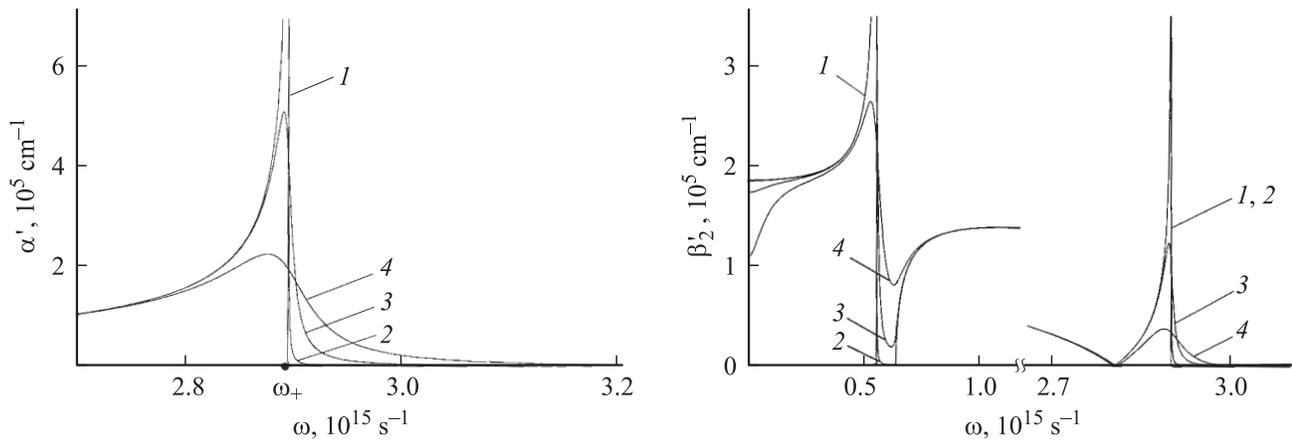


Рис. 3. Частотные зависимости действительных частей параметров локализации волнового вектора ПП в диэлектрике α' и сверхпроводнике β'_2 при $\theta = 0.1, 0.3, 0.6, 0.9$ (кривые 1-4).

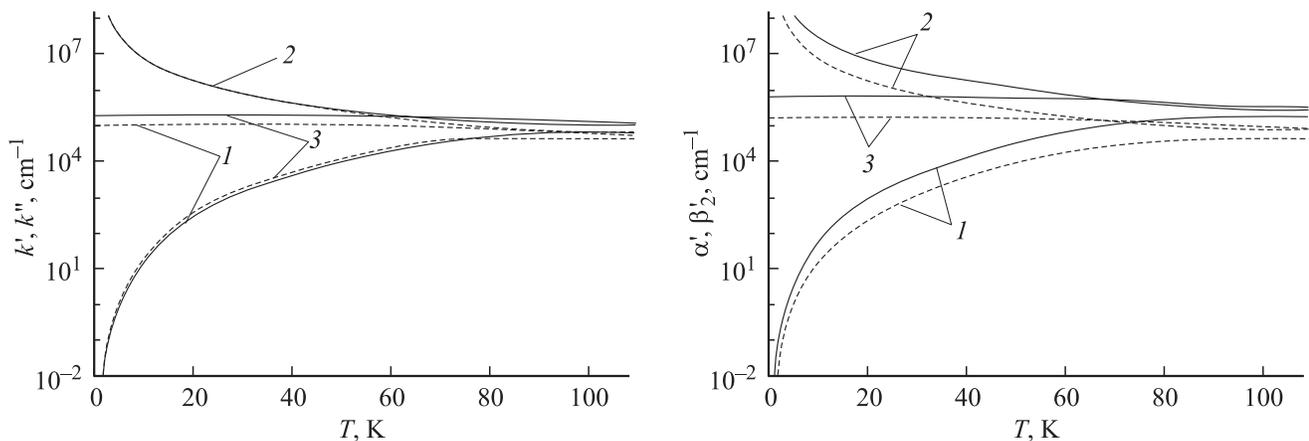


Рис. 4. Температурные зависимости параметров k' , β'_2 (сплошные кривые) и k'' , α' (штриховые кривые) для частот $\omega_1 = 2.86 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (1), $\omega_2 = \omega_+ = 2.89 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (2), $\omega_3 = 2.92 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (3).

локализации проявляется вблизи частот ω_{\pm} , в остальной области частот температурные зависимости выражены достаточно слабо.

Рассмотрим температурные зависимости действительной и мнимой частей постоянной распространения и параметров локализации вблизи резонансной частоты ω_+ более подробно. На рис. 4 представлены соответствующие зависимости параметров k' , k'' и α' , β'_2 , полученные для трех значений частоты ω_j ($j = 1, 2, 3$; кривые 1–3) в области частоты ω_+ . Параметрам k' и β'_2 отвечают сплошные линии, а k'' и α' — штриховые. Увеличение концентрации „сверхпроводящих“ электронов на частоте ω_2 , которая совпадает с ω_+ , приводит к резкому увеличению значений действительной и мнимой частей постоянной распространения. На частоте $\omega_1 < \omega_+$ уменьшение температуры приводит к уменьшению до нуля действительной части постоянной распространения, в то время как на частоте $\omega_3 > \omega_+$ постоянная распространения незначительно возрастает. Для мнимой части постоянной распространения, напротив, температурный рост на частоте ω_1 незначителен, а на частоте ω_3 увеличение температуры приводит к увеличению мнимой части постоянной распространения. Параметры локализации ПП на частоте ω_+ в обоих средах резко возрастают. На частоте ω_1 при уменьшении температуры степень локализации α' убывает до нуля, в то время как на частоте ω_3 величина α' незначительно возрастает. Температурная зависимость параметров локализации в сверхпроводнике аналогична зависимости для диэлектрика, но с тем лишь отличием, что степень локализации ПП в сверхпроводнике больше. При температурах $T \geq T_c$ плазма носителей становится однокомпонентной с „нормальными“ электронами, поэтому она аналогична по своим свойствам поверхностным плазмонам для „нормального“ металла [2,3]. На представленных зависимостях это проявляется в отсутствии температурной зависимости при $T \geq T_c$. Как следует из анализа представленных зависимостей, характеристики ПП существенным образом зависят от температуры и частоты. Для геометрии, отвечающей ориентации кристаллографических осей при $\psi = \pi/2$, аналогичный проведенному в настоящей работе анализ содержится в [16], если считать $\varepsilon = \varepsilon_a$.

4. Поля и энергетические характеристики

Амплитуды компонент электрического поля ПП в каждой из сред могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{xj} &= \frac{\alpha_j H_y}{k_0 \varepsilon_j} \exp \left[(-1)^j \left(\frac{i\pi}{2} + \alpha_j z \right) \right], \\ E_{zj} &= \frac{k H_y}{k_0 \varepsilon_j} \exp[(-1)^j \alpha_j z], \end{aligned} \quad (11)$$

где $\varepsilon_2 = \varepsilon_a$ в выражении для x -компоненты поля; для z -компоненты $\varepsilon_2 = \varepsilon_c$ при $\psi = 0$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon_a$ при

$\psi = \pi/2$. В приведенных выражениях принято обозначение $\alpha_1 = \alpha$, а $\alpha_2 = \beta_2$ при $\psi = 0$ и $\alpha_2 = \beta_1$ при $\psi = \pi/2$. С учетом (11) отношение компонент электрического поля ПП в каждой из сред имеет вид

$$\left(\frac{E_z}{E_x} \right) = \begin{cases} (k/\alpha_1) \exp(-i\pi/2), & z \geq 0 \\ (\xi k/\alpha_2) \exp(i\pi/2), & z \leq 0, \end{cases} \quad (12)$$

где $\xi = \varepsilon_a/\varepsilon_c$ при $\psi = 0$ и $\varepsilon = 1$ при $\psi = \pi/2$ соответственно. Следовательно, в случае $T \ll T_c$ и действительных параметров k и α_j в каждой из сред между компонентами поля E_x и E_z имеет место фазовый сдвиг, равный $\pm\pi/2$. Поэтому поляризация электрического поля в ПП является эллиптической. Конец вектора \mathbf{E} описывает лежащий в плоскости xz эллипс, главные полуоси которого в каждой из сред определяются выражением

$$A_j = \frac{\alpha_j}{k} B_j = \frac{2\alpha_j H_y}{k_0 |\varepsilon_j|} \exp[(-1)^j \alpha_j z]. \quad (13)$$

Из (13) следует, что в сверхпроводящей среде направление вращения вектора \mathbf{E} определяется знаком параметра ε . При $\varepsilon < 0$ направление вращения противоположно направлению вращения часовой стрелки, а при $\xi > 0$ совпадает с ним. В прилегающей изотропной среде направление вращения вектора \mathbf{E} во всех случаях происходит против часовой стрелки.

Проведем теперь анализ распределения компонент потока энергии, переносимой ПП. Усредненная по времени плотность потока в каждой из сред определяется вектором $\mathbf{S} = (c/8\pi) \text{Re}[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]$. Наличие продольной компоненты поля E_{xj} приводит к появлению двух составляющих плотности потока — продольной и поперечной поверхности раздела сред. Для продольной компоненты потока с учетом выражения для полей в каждом из рассмотренных случаев получаем

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{c H_y^2}{8\pi k_0^2} \exp(-2k''x) \\ &\times \begin{cases} k' \exp(-2\alpha'_1 z)/\varepsilon_a, & z \geq 0, \\ (k'\varepsilon'_2 + k''\varepsilon''_2) \exp(2\alpha'_2 z)/|\varepsilon_2|^2, & z \leq 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (14)$$

где значение $\varepsilon_2 = \varepsilon_a$ как при $\psi = 0$, так и при $\psi = \pi/2$. Соответственно для поперечной компоненты имеет место выражение

$$\begin{aligned} S_z &= \frac{c H_y^2}{8\pi k_0^2} \exp(-2k''x) \\ &\times \begin{cases} \alpha''_1 \exp(-2\alpha'_1 z)/\varepsilon_a, & z \geq 0, \\ (\alpha'_2 \varepsilon''_2 - \alpha''_2 \varepsilon'_2) \exp(2\alpha'_2 z)/|\varepsilon_2|^2, & z \leq 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

где $\varepsilon_2 = \varepsilon_c$ при $\psi = 0$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon_a$ при $\psi = \pi/2$. При $T \ll T_c$, когда параметры ε_2 , k и α_j можно считать

действительными величинами, компонента $S_z = 0$. Для продольной компоненты плотности потока в этом случае возможна отрицательность ($S_x < 0$) при $\varepsilon_2 < 0$ в области $z < 0$, т.е. направленность против групповой скорости ПП в сверхпроводнике, однако полный поток при этом остается положительным. В общем случае для слагаемых потока Q_x в диэлектрике и сверхпроводнике с учетом (11) получаем

$$Q_x = \frac{cH_y^2}{16\pi k_0} \exp(-2k''x) \times \begin{cases} k'/\varepsilon_d\alpha'_1, & z \geq 0, \\ (k'\varepsilon'_2 + k''\varepsilon''_2)/|\varepsilon_2|^2\alpha'_2, & z \leq 0. \end{cases} \quad (16)$$

Из полученных соотношений следует, что продольная и поперечная компоненты потока убывают как при удалении от границы раздела сред, так и вдоль поверхности по мере увеличения проходимого ПП расстояния. Приведенные выше энергетические характеристики убывают экспоненциально с проходимым ПП расстоянием, поэтому величину $(2k'')^{-1}$ можно считать его „энергетической“ длиной пробега. Увеличение затухания энергетических характеристик или соответственно уменьшение длины пробега ПП резко увеличивается вблизи частот ω_{\pm} и уменьшается при приближении к ω_{a2} .

Проведенный анализ показывает, что характеристики ПП, распространяющегося вдоль границы раздела анизотропного сверхпроводника с изотропным диэлектриком, существенным образом зависят от температуры, частоты и материальных параметров контактирующих сред, а также ориентации кристаллографических осей. Это делает метод исследования ВТСП с помощью ПП удобным для выявления особенностей не только оптических характеристик ПП, но и поведения системы электронов в сверхпроводнике, что позволяет получать дополнительную информацию о „сверхпроводящих“ электронах и судить о справедливости той или иной модели высокотемпературной сверхпроводимости. Наличие частотных и температурных интервалов, на которых затухание ПП мало, свидетельствует о возможности использования анизотропного сверхпроводника в качестве управляемой волноведущей среды.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 425 с.
- [2] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Милса. Наука, М. (1985). 525 с.
- [3] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наукова думка, Киев. (1989). 375 с.
- [4] Н.Н. Ахмедзиев ЖЭТФ **84**, 1907 (1983).
- [5] М.И. Дьяконов ЖЭТФ **94**, 119 (1988).
- [6] М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева УФН **167**, 191 (1997).
- [7] С.В. Борисов, Н.Н. Дадоевкова, И.Л. Любчанский. Оптика и спектроскопия **76**, 432 (1994).
- [8] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов ФТТ **44**, 371 (2002).
- [9] T. Bade, P.G. McCafferty, C. Rea, P. Dawson, R.J. Wallace, R.M. Bowman, D.G. Walmsley, J.H. Clark. Physica C **271**, 298 (1996).
- [10] G.F. Cairns, P. Dawson, G.A. Farnan, M.P. McCurry, S. O'Prey. Physica C **340**, 1 (2000).
- [11] A.C. Sharma, K.N. Vyas. Physica C **351**, 145 (2001).
- [12] Ch. Helm, L.N. Bulaevskii. Phys. Rev. B **66**, 094 514 (2002).
- [13] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, М. (2000). 402 с.
- [14] В.В. Штыков. Радиотехника и электроника **42**, 1276 (1997).
- [15] А.А. Семенов, С.Ф. Карманенко, А.А. Мелков и др. ЖТФ **71**, 13 (2001).
- [16] Н.А. Грачева, Д.И. Семенцов. Оптика и спектроскопия **97**, 658 (2004).
- [17] G.A. Farnan, G.F. Cairns, P. Dawson, S.M. O'Prey, M.P. McCurry, D.G. Walmsley. Physica C **403**, 67 (2004).
- [18] Ю.М. Гуфан, И.Г. Левченко, Е.Г. Рудашевский. ФТТ **41**, 1552 (1999).