

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ОГРАНИЧЕННЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники им. А.Я.Усикова НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: yuaver@online.kharkiv.com

Теоретически исследованы дисперсионные соотношения поверхностных электростатических волн, распространяющихся вдоль поверхности полуограниченного слоистого сверхпроводника, а также вдоль поверхностей плоскопараллельной пластинки, изготовленной из слоистого сверхпроводника. Рассматриваются произвольный наклон слоев сверхпроводника к границе раздела сред вакуум-кристалл и произвольное направление распространения поверхностных волн в плоскости границы. Показана возможность возникновения абсолютной неустойчивости при взаимодействии поверхностных волн с нерелятивистским плазменным потоком.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в устройствах современной электроники вызвало большой интерес к исследованию высокочастотных свойств этих материалов. Например, применение ВТСП и слоистых структур на их основе в качестве управляемой волноведущей среды [1-2] стимулировало исследование дисперсионных свойств поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы сверхпроводника. В частности, слоистые структуры типа ВТСП-феррит могут применяться для создания сверхвысокочастотных полосовых фильтров [2].

Слоистая структура ВТСП способствует распространению электромагнитных волн с джозефсоновской плазменной частотой, лежащей в ТГц-области спектра. Это позволяет создавать на основе таких структур генераторы, детекторы и перестраиваемые фильтры ТГц-излучения [3-4].

Обнаружение пикосекундного отклика ВТСП пленок на лазерное излучение позволяет создавать целый ряд сверхбыстродействующих устройств инфракрасного и оптического диапазонов таких, как пикосекундные детекторы, широкополосные смесители и др. [5-6].

Поверхностные электромагнитные волны являются удобным инструментом для экспериментального определения частотных и температурных зависимостей компонент тензора диэлектрической проницаемости ВТСП [7-8]. Знание этих характеристик важно, например, для расчета магнитооптических свойств слоистых структур на основе ВТСП, используемых для регистрации квантов магнитного потока, а также для исследования эффектов отражения и преломления света поверхностью ВТСП [9].

Следует отметить также то, что в силу малости диссипативных потерь в сверхпроводниках при температурах значительно ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c , можно добиться существенных замедлений поверхностных электромагнитных волн по сравнению с

полуограниченными полупроводниками. Например, анализ дисперсионных характеристик поверхностных электромагнитных волн на границе вакуум-ВТСП, приведенных в работе [10], но с учетом малых диссипативных потерь, показывает, что при температуре $T = 0.1T_c$ коэффициент замедления поверхностных волн может достигать значений меньших, чем 0.1.

2. ПОЛУОГРАНИЧЕННЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК

Рассмотрим границу раздела сред вакуум-слоистый сверхпроводник, расположенную в плоскости $y = 0$ (Рис.1).

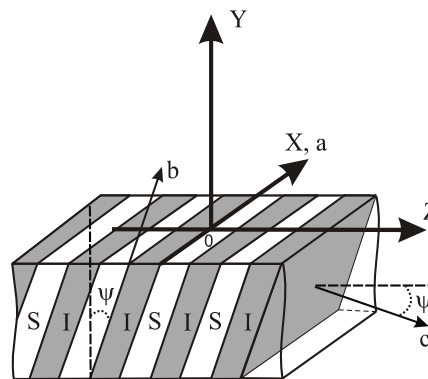


Рис.1. Геометрия системы

Вакуум занимает полупространство $y > 0$ (среда 1). Слоистый сверхпроводник занимает полупространство $y < 0$ (среда 2). Пусть сверхпроводник выращен таким образом, что кристаллографическая ось a совпадает с координатной осью x , а кристаллографические оси b и c образуют угол ψ с координатными осями y и z соответственно. При $\psi = 0$ ось b совпадает с осью y , а ось c - с осью z .

Будем полагать, что фазовые скорости поверхностных волн значительно меньше скорости света в вакууме. Тогда для описания полей в вакууме и в сверхпроводнике будем использовать уравнения электростатики:

$$\text{rot}\vec{E}_l(\vec{r},t) = 0, \quad \text{div}\vec{D}_l(\vec{r},t) = 0, \quad (1)$$

где $l=1$ для вакуума и $l=2$ для сверхпроводника, $D_i^{(l)} = \varepsilon_{ij}^{(l)} E_j^{(l)}$ – компоненты вектора электрической индукции, $\varepsilon_{ij}^{(l)}$ – тензор диэлектрической проницаемости среды, $i, j = x, y, z$. Для вакуума $\varepsilon_{ij}^{(1)} = \delta_{ij}$, где δ_{ij} – символ Кронекера. Электрические поля в вакууме и в сверхпроводнике представим в следующем виде:

$$\vec{E}_l(\vec{r},t) = -\nabla\Phi_l(\vec{r},t), \quad (2)$$

$$\Phi_l(\vec{r},t) = \Phi_{0l} \exp[i(q_x x + q_y y + q_z z - \omega t)], \quad (3)$$

где Φ_{0l} – амплитуда скалярного потенциала, ω – частота поверхностной волны с волновым вектором \vec{q} . В главных осях ($\psi = 0$) ненулевые компоненты тензора $\varepsilon_{ij}^{(2)} = \varepsilon_k \delta_{ij}$ (где $k = a, b, c$) равны [10]:

$$\varepsilon_k = \varepsilon_{0k} - \frac{\omega_{0k}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{i\nu_k \theta^4}{\omega + i\nu_k} \right), \quad (4)$$

$$\varepsilon_{xx}^{(2)} = \varepsilon_a, \quad \varepsilon_{yy}^{(2)} = \varepsilon_b, \quad \varepsilon_{zz}^{(2)} = \varepsilon_c, \quad (5)$$

где $\omega_{0k} = \sqrt{4\pi n_2 e^2 / m_k^*}$ – плазменная частота для соответствующего кристаллографического направления, e – заряд электрона, m_k^* – диагональные компоненты тензора эффективной массы электрона, $n_2 = n_{2N} + n_{2S}$ – полная концентрация электронов, $n_{2N} = n_2 \theta^4$ и $n_{2S} = n_2 (1 - \theta^4)$ – концентрации “нормальных” и “сверхпроводящих” электронов соответственно, $\theta = T/T_c$ – нормированная температура, ν_k – частота столкновений “нормальных” электронов, ε_{0k} – решеточный вклад в соответствующую компоненту диэлектрической проницаемости. Заметим, что $\varepsilon_a = \varepsilon_b$ и $m_a^* = m_b^*$ в силу одноосной симметрии сверхпроводника. В купратных ВТСП выполняется неравенство $m_a^* \ll m_c^* \cong m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Для произвольных значений угла ψ тензор $\varepsilon_{ij}^{(2)}(\psi)$ получается с помощью преобразования $\varepsilon_{ij}^{(2)}(\omega, \psi) = \varepsilon_{pq}^{(2)}(\omega) C_{ip} C_{jq}$, где C_{ip} и C_{jq} – элементы матрицы поворота на угол ψ вокруг кристаллографической оси a [11]:

$$\varepsilon_{xx}^{(2)} = \varepsilon_a, \quad \varepsilon_{yy}^{(2)} = \varepsilon_a \cos^2(\psi) + \varepsilon_c \sin^2(\psi), \quad (6)$$

$$\varepsilon_{zz}^{(2)} = \varepsilon_a \sin^2(\psi) + \varepsilon_c \cos^2(\psi), \quad (7)$$

$$\varepsilon_{zy}^{(2)} = \varepsilon_{yz}^{(2)} = (\varepsilon_a - \varepsilon_c) \sin(\psi) \cos(\psi). \quad (8)$$

Воспользовавшись выражениями (2)-(8), из уравнения $\text{div}\vec{D}_l(\vec{r},t) = 0$ получим:

$$q_{1y} = i\sqrt{q_x^2 + q_z^2}, \quad (9)$$

$$q_{2y} = \frac{-q_z \varepsilon_{yz}^{(2)} + i\sqrt{\varepsilon_a (\varepsilon_c q_z^2 + \varepsilon_{yy}^{(2)} q_x^2)}}{\varepsilon_{yy}^{(2)}}. \quad (10)$$

Из выражения (10) следуют условия существования волн в кристалле с амплитудой, убывающей при удалении от границы раздела двух сред:

$$\varepsilon_a [\varepsilon_c + \varepsilon_{yy}^{(2)} \tan^2(\vartheta)] > 0, \quad \varepsilon_{yy}^{(2)} < 0, \quad (11)$$

где $\tan^2(\vartheta) = q_x^2 / q_z^2$. Дисперсионное уравнение поверхностных волн на границе вакуум – слоистый сверхпроводник получается из условий непрерывности на границе $y = 0$ тангенциальных компонент электрических полей и нормальных компонент электрических индукций и имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{yy} q_{2y} + \varepsilon_{yz} q_z - q_{1y} = 0. \quad (12)$$

Заметим, что рассматриваемые волны при $0 < \psi < \pi/2$ не являются чисто поверхностными, так как в этом случае $\text{Re}\{q_{2y}\} \neq 0$. На Рис.2 приведены зависимости отношения $\text{Im}\{q_{2y}\} / \text{Re}\{q_{2y}\}$ от угла ϑ для ряда значений ψ , указанных на Рис.2 возле соответствующих кривых. Углы ϑ и ψ приведены в градусах.

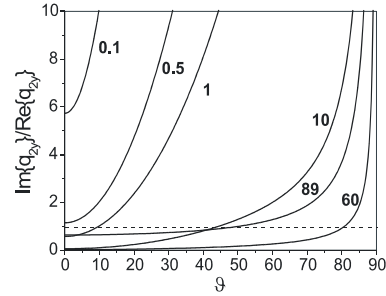


Рис.2. Зависимости параметра локализации электростатических волн от угла ϑ

Здесь и в дальнейшем будем пренебрегать диссипативными потерями в сверхпроводнике, положив $T \ll T_c$. Приведенные на Рис.2 зависимости построены для следующих значений параметров сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [10]:

$$\varepsilon_{0a} = \varepsilon_{0c} = 4.0, \quad (13)$$

$$\omega_{0a} = 5.6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}, \quad \omega_{0c} = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}. \quad (14)$$

При $\psi = 0$, когда слои ВТСП перпендикулярны поверхности кристалла, рассматриваемые волны являются чисто поверхностными, так как $\text{Re}\{q_{2y}\} = 0$. При увеличении угла ψ величина интервала углов ϑ , в котором волны можно считать поверхностными ($\text{Im}\{q_{2y}\} / \text{Re}\{q_{2y}\} \geq 10$),

уменьшается. Из Рис.2 видно, например, что при $\psi = 10^\circ$ поверхностными можно считать волны, распространяющиеся под углами $80^\circ < \vartheta < 90^\circ$ к оси z . При этом же значении угла ψ волны, распространяющиеся под углами $0^\circ < \vartheta < 10^\circ$ можно считать объемными, так как для них выполняется неравенство $\text{Im}\{q_{2y}\} / \text{Re}\{q_{2y}\} \ll 1$.

Численный расчет показывает, что с ростом ψ (при $\psi > 89^\circ$) интервал углов ϑ , в котором волны можно

считать поверхностными, снова растет. При $\psi = 90^\circ$ волны являются чисто поверхностными для всех значений ϑ , так как $\text{Re}\{q_{2y}\} = 0$. Следовательно, поверхностный характер электростатических волн на границе вакуум – слоистый сверхпроводник существенным образом зависит от ориентации слоев сверхпроводника относительно границы раздела двух сред, а также от направления распространения волн в плоскости границы.

3. СВЕРХПРОВОДНИКОВАЯ ПЛАСТИНКА

Рассмотрим плоскопараллельную пластинку, изготовленную из слоистого сверхпроводника. Границами пластинки являются плоскости $y = 0$ и $y = -L$. Области пространства $y > 0$ и $y < -L$ занимает вакуум. Дисперсионное уравнение поверхностных электростатических волн в пластинке для $\psi = 0$ (либо $\psi = \pi/2$) может быть представлено в виде:

$$2\Lambda + (1 + \Lambda^2) \text{th}(2\chi) = 0, \quad (15)$$

где

$$\Lambda = \Lambda_0 = \sqrt{\varepsilon_a [\varepsilon_c \cos^2(\vartheta) + \varepsilon_a \sin^2(\vartheta)]}, \quad (16)$$

$$\chi = \chi_0 = \frac{q_{\parallel} L \Lambda_0}{2\varepsilon_a} \quad (17)$$

для $\psi = 0$ и

$$\Lambda = \Lambda_1 = \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_c}, \quad \chi = \chi_1 = \frac{q_{\parallel} L \Lambda_1}{2\varepsilon_c} \quad (18)$$

для $\psi = \pi/2$. Здесь $q_{\parallel} = \sqrt{q_x^2 + q_z^2}$.

Дисперсионное уравнение (15) имеет два корня:

$$\Lambda_j = -\text{th}^{-1}(\chi_j), \quad \Lambda_j = -\text{th}(\chi_j), \quad (19)$$

описывающие симметричную и антисимметричную моды соответственно, где $j = 0, 1$.

Тангенциальные компоненты электрического поля внутри пластины зависят от координаты y для указанных мод следующим образом:

$$E_{x,z} \propto \text{ch} \left[\frac{2|\chi|}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (20)$$

для симметричной моды и

$$E_{x,z} \propto \text{sh} \left[\frac{2|\chi|}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (21)$$

для антисимметричной моды.

Рассмотрим случай $\psi = 0$. Для симметричной моды решение соответствующего дисперсионного уравнения имеет вид:

$$q_{\parallel} = \frac{|\varepsilon_a|}{L\Lambda_0} \ln \left(\frac{1 + 1/\Lambda_0}{1 - 1/\Lambda_0} \right) \quad (22)$$

При $\omega \rightarrow 0$ параметр Λ_0 стремится к бесконечности ($\Lambda_0 \rightarrow \infty$) и из уравнения (22) получаем следующее приближенное решение:

$$\omega^2 \approx \frac{Lq_{\parallel}}{2} [\omega_{0c}^2 \cos^2(\vartheta) + \omega_{0a}^2 \sin^2(\vartheta)], \quad (23)$$

справедливое при $q_{\parallel} L \ll 1$. Это означает, что в достаточно тонких ВТСП-пластинках частота симметричной поверхностной моды может быть значительно меньше оптической. Например, при $q_x = 0$ (т.е. $\vartheta = 0$), $L \approx 10^{-6}$ м и $\lambda = 2\pi/|q_z| \approx 10^{-2}$ м получаем $\omega \approx 10$ ТГц.

Если $\Lambda_0 \rightarrow 1 + 0$ при $\omega \rightarrow \omega_{\text{inf}} - 0$, то $q_{\parallel} \rightarrow \infty$, где

$$\omega_{\text{inf}}^2 = \frac{f_1 - \sqrt{f_1^2 - 4f_0 f_2}}{2f_2} \omega_{0a}^2, \quad (24)$$

$$f_0 = \alpha \cos^2(\vartheta) + \sin^2(\vartheta), \quad (25)$$

$$f_1 = (\varepsilon_{0c} + \alpha \varepsilon_{0a}) \cos^2(\vartheta) + 2\varepsilon_{0a} \sin^2(\vartheta), \quad (26)$$

$$f_2 = \varepsilon_{0a} [\varepsilon_{0c} \cos^2(\vartheta) + \varepsilon_{0a} \sin^2(\vartheta)] - 1, \quad (27)$$

$$\alpha = \omega_{0c}^2 / \omega_{0a}^2. \quad (28)$$

Из вышесказанного следует, что симметричная мода существует в следующем частотном интервале:

$$0 \leq \omega \leq \omega_{\text{inf}}. \quad (29)$$

Для антисимметричной моды решение дисперсионного уравнения имеет вид:

$$q_{\parallel} = \frac{|\varepsilon_a|}{L\Lambda_0} \ln \left(\frac{1 + \Lambda_0}{1 - \Lambda_0} \right). \quad (30)$$

При $\omega \rightarrow \omega_{\text{lim}}$ имеем $\Lambda_0 \rightarrow 0$ и из (30) получаем пороговое значение для величины q_{\parallel} :

$$q_{\parallel} \approx \frac{2}{L} \frac{\varepsilon_{0c} \omega_{0a}^2 - \varepsilon_{0a} \omega_{0c}^2}{\omega_{0c}^2 + \text{tg}^2(\vartheta) \omega_{0a}^2}, \quad (31)$$

где

$$\omega_{\text{lim}}^2 = \frac{\omega_{0c}^2 + \text{tg}^2(\vartheta) \omega_{0a}^2}{\varepsilon_{0c} + \text{tg}^2(\vartheta) \varepsilon_{0a}}. \quad (32)$$

Если $\omega \rightarrow \omega_{\text{inf}} + 0$, то $\Lambda_0 \rightarrow 1 - 0$ и $q_{\parallel} \rightarrow \infty$. Таким образом, для антисимметричной моды имеем:

$$\omega_{\text{inf}} \leq \omega \leq \omega_{\text{lim}}. \quad (33)$$

Рассмотрим случай $\psi = \pi/2$. Решение для симметричной моды имеет вид:

$$q_{\parallel} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a}} \ln \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_c} + 1}{\sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_c} - 1} \right), \quad (34)$$

а соответствующий частотный интервал совпадает с интервалом (29) при $\vartheta = 0$.

Если $\omega \rightarrow 0$, то получаем следующее приближенное решение:

$$\omega^2 \approx \omega_{0a}^2 \frac{q_{\parallel} L}{2}, \quad q_{\parallel} L \ll 2\alpha. \quad (35)$$

Из (35) следует, что, так же, как и в случае $\psi = 0$, в достаточно тонких ВТСП-пластинках частота симметричной моды может быть значительно меньше оптической. В то же время, при $q_{\parallel} L \ll 2\alpha$ и $\vartheta = 0$ частота, описываемая выражением (23), будет меньше, чем частота, описываемая выражением (35), в меру малости величины α . Если $\omega \rightarrow \omega_{\text{inf}}(0) - 0$, то $q_{\parallel} \rightarrow \infty$.

Решение для антисимметричной моды имеет вид:

$$q_{\parallel} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a}} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_c}}{1 - \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_c}} \right). \quad (36)$$

Соответствующий частотный интервал совпадает с интервалом (33) при $\mathcal{G} = 0$. При $\omega \rightarrow \omega_{\text{lim}}(0) - 0$ величина q_{\parallel} стремится к нулю, а при $\omega \rightarrow \omega_{\text{inf}}(0) + 0$ – к бесконечности.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОЛУОГРАНИЧЕННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Покажем, что взаимодействие рассмотренных в разделе 2 электростатических волн с нерелятивистским потоком плазмы может приводить к зонистковенно абсолютной неустойчивости.

Пусть нерелятивистский квазинейтральный плазменный поток занимает полупространство $y > 0$ и движется вдоль оси z со скоростью $v_0 \ll c$ (где c – скорость света в вакууме). Возмущение движения ионов, обеспечивающих зарядовую нейтрализацию плазмы, учитывать не будем. Выбранная модель полубесконечного плазменного потока оправдана тем, что его толщина ($d \propto 10^{-5} \dots 10^{-4}$ м) значительно превышает длины возбуждаемых волн ($\lambda \propto 10^{-7}$ м). Электрические поля в потоке и в сверхпроводнике по-прежнему описываются уравнениями (1) и (2), а соответствующие скалярные потенциалы представлены следующими интегралами Фурье:

$$\Phi_l(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0^{(l)}(\vec{q}, \omega) \exp[i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)] d\vec{q} d\omega. \quad (37)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости потока плазмы определяются известным выражением [12]:

$$\varepsilon_{ij}^{(l)} = \delta_{ij} + \frac{4\pi e^2}{m_0 \omega} \int d\vec{p} \frac{v_i}{\omega - \vec{q}\vec{v}} \frac{\partial f_0(\vec{p})}{\partial v_j}, \quad (38)$$

где $\vec{p} = m_0 \vec{v}$ – импульс электрона в потоке, \vec{v} – скорость электрона в потоке, $f_0(\vec{p})$ – стационарная функция распределения электронов в потоке. Граничные условия для полей остаются такими же, как и в отсутствие плазменного потока. Решение рассматриваемой граничной задачи можно получить методом продолжения сред, подробно описанным в [12], с учетом зеркального характера отражения электронов от границы. Следуя этому методу, продолжим плазменную среду в область $y < 0$ и запишем решение как для случая однородной среды. Аналогично, решение найденное для области сверхпроводника, продолжим на область $y > 0$. При этом электрические индукции продолжатся следующим образом:

$$D_x^{(l)}(-y) = D_x^{(l)}(y), D_z^{(l)}(-y) = D_z^{(l)}(y), \quad (39)$$

$$D_y^{(l)}(-y) = -D_y^{(l)}(y). \quad (40)$$

Воспользовавшись представлением (37), из уравнения $\text{div} \vec{D}_l(\vec{r}, t) = 0$ получим:

$$\Phi_0^{(l)}(\vec{q}, \omega) = \frac{D_y^{(l)}(+0)}{\pi} \frac{1}{q_k q_j \varepsilon_{kj}^{(l)}}. \quad (41)$$

Подставив в (41) выражения для компонент тензора диэлектрических проницаемостей соответствующих сред и проинтегрировав (41) по dq_y , из граничных условий получим дисперсионное уравнение связанных волн на границе плазменный поток – сверхпроводник:

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a (\varepsilon_c q_z^2 + \varepsilon_{yy}^{(2)} q_x^2)}} - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_{1y}}{q_{1k} q_{1j} \varepsilon_{kj}^{(1)}} = 0. \quad (42)$$

Дисперсионное уравнение (42) записано в виде, учитывающем произвольный вид стационарной функции распределения электронов в плазменном потоке. Для моноскоростного потока

$$f_0(\vec{p}) = n_{01} \delta(p_x) \delta(p_y) \delta(p_z - p_0), \quad (43)$$

получаем следующие, отличные от нуля, компоненты тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{xx}^{(1)} = \varepsilon_{yy}^{(1)} = 1 - \frac{\omega_{01}^2}{\omega(\omega - q_z v_0)}, \quad (44)$$

$$\varepsilon_{zj}^{(1)} = -\frac{\omega_{01}^2 q_j v_0}{\omega(\omega - q_z v_0)^2}, \quad (45)$$

$$\varepsilon_{zz}^{(1)} = 1 - \frac{\omega_{01}^2}{(\omega - q_z v_0)^2}, \quad (46)$$

где $j = x, y$, n_{01} – равновесная концентрация электронов в потоке, $p_0 = m_0 v_0$ – импульс направленного движения электронов в потоке, $\omega_{01} = \sqrt{4\pi n_{01} e^2 / m_0}$ – ленгмюровская частота электронов в потоке, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. С учетом выражений (44)-(46) дисперсионное уравнение связанных электростатических волн (42) приобретает вид:

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a (\varepsilon_c q_z^2 + \varepsilon_{yy}^{(2)} q_x^2)}} - \frac{1}{\varepsilon_{zz}^{(1)} \sqrt{q_x^2 + q_z^2}} = 0. \quad (47)$$

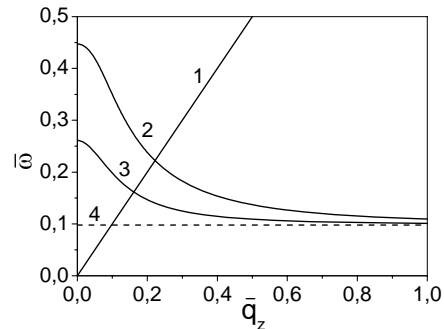


Рис.3. Дисперсионные кривые пучка (1) и собственных электростатических волн (2-4)

На Рис.3 приведены дисперсионные кривые пучка (кривая 1) и собственных электростатических волн на границе вакуум – ВТСП, рассчитанных с помощью уравнения (47), для $\psi = 0$ (кривая 2), $\psi = \pi/6$ (кривая 3) и $\psi = \pi/2$ (кривая 4).

Здесь введены следующие обозначения:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{0a}}, \quad \bar{q}_j = \frac{q_j}{q_0}, \quad q_0 = \frac{\omega_{0a}}{v_0}, \quad (48)$$

где $j=x,z$. Дисперсионные кривые на Рис.3 построены при $\bar{q}_x = 0.1$, $n_{01} = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $v_0/c = 0.1$ для вышеприведенных параметров ВТСП. Из Рис.3 видно, что собственные электростатические волны имеют отрицательную дисперсию. Это означает, что при взаимодействии этих волн с электронным пучком может возникнуть абсолютная неустойчивость. Для произвольного наклона слоев ВТСП к поверхности кристалла инкремент неустойчивости определяется следующим выражением:

$$\delta\bar{\omega} = \frac{\sqrt{3}}{2} \bar{\omega}_R \left(\frac{\omega_{01}}{\omega_{0a}} \right)^{2/3} |\Omega(\vartheta, \psi)|^{-1/3}, \quad (49)$$

$$\Omega(\vartheta, \psi) = (\varepsilon_c + \alpha\varepsilon_a)\Gamma_1(\vartheta, \psi) + \Gamma_2(\vartheta, \psi), \quad (50)$$

$$\Gamma_1(\vartheta, \psi) = \cos^2(\vartheta) + \sin^2(\vartheta)\sin^2(\psi), \quad (51)$$

$$\Gamma_2(\vartheta, \psi) = 2\varepsilon_a \sin^2(\vartheta)\cos^2(\psi). \quad (52)$$

В выражениях (49)-(52) через $\bar{\omega}_R$ обозначена безразмерная резонансная частота, а диэлектрические проницаемости ε_a и ε_c берутся при $\bar{\omega} = \bar{\omega}_R$. Например, для вышеуказанных параметров плазменного потока и сверхпроводника и $\psi = 0$ получаем $\delta\bar{\omega} \propto 5 \cdot 10^{-5}$ (или $\delta\omega \propto 10^{11} \text{ с}^{-1}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследованы дисперсионные уравнения поверхностных электростатических волн, распространяющихся вдоль границы вакуум – слоистый сверхпроводник.

Для полуограниченного сверхпроводника получено дисперсионное уравнение поверхностных волн для произвольного наклона слоев сверхпроводника к границе раздела двух сред и для произвольного направления распространения волн в плоскости границы. Установлено, что поверхностный характер волн существенным образом зависит от направления их распространения в плоскости границы раздела сред и от угла наклона слоев к поверхности кристалла.

Рассмотрен случай плоскопараллельной пластинки, изготовленной из слоистого сверхпроводника. Найдено дисперсионное уравнение поверхностных волн при двух заданных ориентациях слоев относительно границ пластинки. Показано, в частности, что собственные симметричные моды в такой пластинке

SURFACE ELECTROSTATIC WAVES IN BOUNDED HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Yu.O. Averkov, V.M. Yakovenko

The dispersion relations of surface electrostatic waves propagating along the surface of semibounded layered superconductor and in the slab of layered superconductor are theoretically investigated. An arbitrary inclination of superconductor layers to the interface of a vacuum – crystal and an arbitrary direction of propagation of surface waves in the plane of the interface are taken into account. The possibility of initiation of an absolute instability during the propagation of a non-relativistic plasma stream above the surface of the layered superconductor is shown.

ПОВЕРХНІВІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІ ХВИЛІ В ОБМЕЖЕНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Теоретично досліджено дисперсійні співвідношення поверхневих електростатичних хвиль, що розповсюджуються уздовж поверхні напівобмеженого шаруватого надпровідника, а також уздовж поверхонь плоскопаралельної пластинки, виготовленої з шаруватого надпровідника. Розглядаються довільний нахил шарів надпровідника до межі розділу середовищ вакуум-кристал і довільний напрям розповсюдження поверхневих хвиль в плоскості межі. Показано можливість виникнення абсолютної нестійкості при взаємодії поверхневих хвиль з нерелятивістським плазмовим потоком.

могут иметь частоты много меньше оптических.

Показана возможность возникновения абсолютной неустойчивости при взаимодействии поверхностных электростатических волн с нерелятивистским электронным потоком и найдены соответствующие инкременты.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Штыков. Плазменная модель сверхпроводника // *Радиотехника и электроника*. 1997, т.42, №10, с.1276-1278.
2. А.А. Семенов, С.Ф. Карманенко, А.А. Мелков и др. Исследование процесса распространения поверхностной магнитостатической волны в структуре феррит/сверхпроводник // *Журнал технической физики*. 2001, т.71, №10, с.13-19.
3. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, F. Nori. Surface Josephson plasma waves in layered superconductors // *Physical Review Letters*. 2005, v.95, №18, p.187002(4).
4. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, A. Rakhmanov, et al. Generation of tunable terahertz out-of-plane radiation using Josephson vortices in modulated layered superconductors // *Physical Review B*. 2005, v.72, №14, p.144515(7).
5. Е.М. Гершензон, И.Г. Гогидзе, Г.Н. Гольцман и др. Пикосекундный отклик на излучение оптического диапазона в тонких пленках YBaCuO // *Письма в журнал технической физики*. 1991, т.17, №22, с.6-10.
6. И.Г. Гогидзе, П.Б. Куминов, А.В. Сергеев и др. Возможность создания индуктивного быстродействующего детектора электромагнитного излучения на основе тонких YBaCuO-пленок // *Письма в журнал технической физики*. 1999, т.25, №2, с.14-19.
7. G.F. Cairns, P. Dawson, G.A. Farran, et al. Temperature dependence of the mid-infrared dielectric function of YBaCuO in the a-b plane: re-evaluation // *Physica C*. 2000, v.430, №1, p.1-15.
8. A.C. Sharma, K.N. Vyas. Dynamical conductivity of high- T_c superconductors below T_c // *Physica C*. 2001, v.351, №2, p.145-154.
9. Ch. Helm, L.N. Bulaevskii. Optical properties of layered superconductors near the Josephson plasma resonance // *Physical Review B*. 2002, v.66, №9, p.094514(23).
10. С.В. Жирнов, Д.И. Семенов. Поверхностные поляритоны на границе анизотропного сверхпроводника и диэлектрика // *Физика твердого тела*. 2007, т.49, №5, с.773-778.
11. В.И. Смирнов. *Курс высшей математики*. Т.3. М.: "ГОНТИ", 1939, 796 с.
12. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. *Основы электродинамики плазмы*. М.: "Высшая школа", 1988, 424 с.

Статья поступила в редакцию 14.05.2008 г.