

Свихартовские волны и поверхностные плазмоны в плоскопараллельной сверхпроводящей линии передачи

Г. А. Мелков, Ю. В. Егоров

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, 01033, г. Киев, ул. Владимирская, 64
E-mail: melkov@boy.rpd.univ.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 5 июля 1999 г.

Исследованы электромагнитные волны, распространяющиеся внутри плоскопараллельной линии передачи. В случае конечной глубины проникновения электромагнитного поля в металл вместо поперечной электромагнитной волны в такой линии распространяется продольная электрическая E -волна. Эта волна при малых толщинах диэлектрика переходит в свихартовскую волну, а при больших толщинах диэлектрика превращается в поверхностную волну (плазмон). Показано, что существует оптимальная толщина сверхпроводящих пленок, покрывающих плоскопараллельную линию передачи, обеспечивающая максимальное замедление электромагнитной волны. На основе волноводов поверхностных волн могут быть созданы микроволновые резонаторы поверхностной волны. Эти резонаторы характеризуются высокими однородностью и концентрацией микроволнового тока в пленке сверхпроводника и просты в изготовлении.

Досліджено електромагнітні хвилі, що поширюються усередині плоскопаралельної лінії передачі. У випадку кінцевої глибини проникнення електромагнітного поля в метал замість поперечної електромагнітної хвилі в такій лінії поширюється поздовжня електрична E -хвиля. Ця хвиля при малих товщинах діелектрика переходить до свихартовської хвилі, а при більших товщинах діелектрика перетворюється в поверхневу хвилю (поверхневий плазмон). Показано, що існує оптимальна товщина надпровідних плівок, які покривають плоскопаралельну лінію передачі, що забезпечує максимальне сповільнювання електромагнітної хвилі. На основі хвилеводів поверхневих хвиль можливо створення мікрохвильових резонаторів поверхневої хвилі. Ці резонатори характеризуються високими однорідністю та концентрацією мікрохвильового струму в плівці надпровідника і є простими у виготовленні.

PACS: 74.80.Dm

Введение

Плоскопараллельная линия (рис. 1) является удобной одноволновой моделью реальных микрополосковых линий передачи, допускающей точное аналитическое изучение волн в таких линиях. Именно для плоскопараллельной линии были обнаружены свихартовские волны вместо поперечных электромагнитных волн в случае конечной глубины проникновения λ электромагнитного поля в металл [1].

Например, для одинаковых сверхпроводящих пленок 1 и 2, $b_1 = b_2 = b$, постоянная распространения свихартовских волн, приведенная в классической монографии Ван-Дузера и Тернера [2], имеет вид

$$\beta_s^2 = k^2 \epsilon \left(1 + \frac{2\lambda_L}{d} \operatorname{cth} \frac{b}{\lambda_L} \right), \quad (1)$$

здесь $k = \omega/c$; d — толщина диэлектрика; ω — частота электромагнитного поля; c — скорость света в вакууме; λ_L — лондоновская глубина проникновения; формула (1) справедлива при $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$. Из (1) видно, что постоянная распространения свихартовской волны из-за проникновения поля внутрь сверхпроводника превышает постоянную распространения электромагнитной волны в диэлектрике $k\sqrt{\epsilon}$ и это превышение тем больше, чем меньше толщины пленок b . Однако при $b \ll \lambda_L$ формула (1) становится несправедливой, поскольку при $b = 0$ постоянная $\beta_s \rightarrow \infty$, в

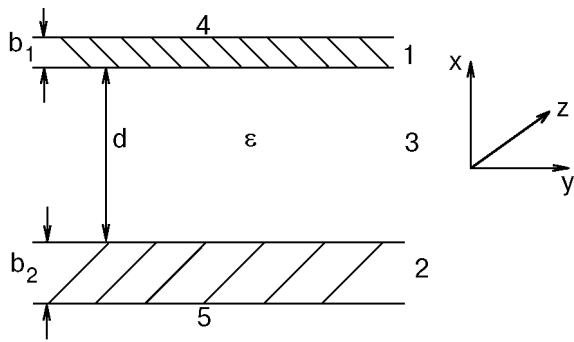


Рис. 1. Плоскопараллельная линия передачи: металлические пленки (1, 2); диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ (3); свободное пространство (4, 5).

то время как этому условию соответствует простой случай открытого плоского двумерного диэлектрического волновода с конечной постоянной распространения $\beta_d < k\sqrt{\epsilon}$ [3]. Согласно [3], при $b_1 = b_2 = 0$ и $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ имеем

$$\beta_d^2 = k^2 \left[1 + \frac{k^2 d^2}{4} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Видно, что ни при каких обстоятельствах формула (1) не сводится к (2), т.е. при $b \rightarrow 0$ она требует уточнения. Случай тонких сверхпроводящих пленок является весьма интересным для практического использования, так как при уменьшении толщины пленок увеличивается их кинетическая индуктивность, являющаяся основой работы параметрических и нелинейных приборов на сверхпроводниках [4]. Однако растет эта индуктивность не до бесконечности, как это следует из (1), а до некоторого максимального значения, которое полезно найти для многих применений в технике.

Кроме появления свихартовских волн, конечная величина глубины проникновения λ приводит к возникновению поверхностных электромагнитных волн — поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль металлических поверхностей, — хорошо изученных в диапазонах от СВЧ до оптического [5,6]. В противоположном свихартовскому случаю приближении $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$ постоянная распространения плазмонов может быть представлена как [5]

$$\beta_p^2 = k^2 \epsilon (1 + k^2 \epsilon \lambda^2), \quad (3)$$

λ — комплексная глубина проникновения электромагнитного поля в металл.

В настоящей работе показано, что свихартовские моды и поверхностные плазмоны являются различными предельными случаями ($kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ и $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$) единой свихарт-плазмонной волны,

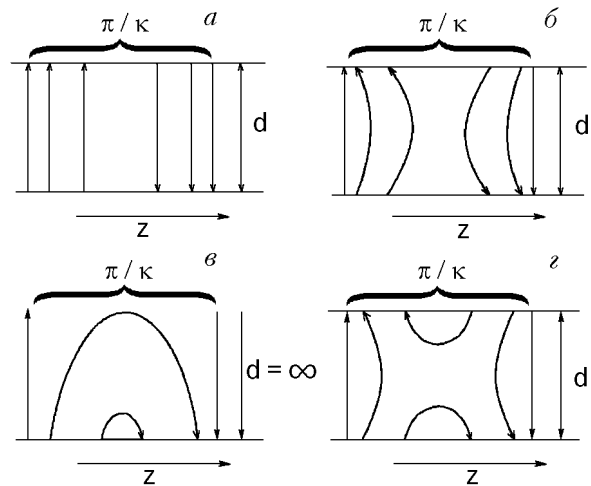


Рис. 2. Картины электрических силовых линий в плоскопараллельной линии передачи в различных предельных случаях: поперечная электромагнитная волна, $\lambda = 0$ (идеально проводящий металл) (a); свихартовская волна, $\lambda \neq 0$, $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ (б); поверхностная электромагнитная волна — плазмон, $\lambda \neq 0$, $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$ (в); свихарт-плазмонная волна, $\lambda \neq 0$ (z).

распространяющейся в общем случае в волноводах с конечной проводимостью стенок. На рис. 2 показаны схематически электрические силовые линии, соответствующие этим предельным случаям. При $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ (рис. 2,б) существует свихартовская волна, переходящая при $\lambda = 0$ (идеально проводящий металл) в обычную поперечную электромагнитную волну (рис. 2,а). При $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$ (рис. 2,в) над металлической поверхностью распространяются поверхностные плазмоны, их аналога при нулевой глубине проникновения поля в металл, т.е. при бесконечной проводимости, не существует. Наконец, общий случай свихарт-плазмонных волн, реализующийся при произвольных $kd\sqrt{\epsilon}$, изображен на рис. 2,з. При увеличении d количество электрических силовых линий, замыкающихся на ту же металлическую поверхность, из которых они выходят, увеличивается. Свихартовская волна плавно переходит в поверхностный плазмон, электрическое поле которого полностью сосредоточено возле какой-либо одной металлической поверхности, в то время как для свихартовской волны оно распределено симметрично возле обеих поверхностей. При нулевой глубине проникновения поля в металл свихарт-плазмонная волна, как и чисто свихартовская, переходит в поперечную электромагнитную волну.

Таким образом, задачей настоящей работы являлось исследование волн в плоскопараллельном волноводе при произвольном соотношении его параметров $b_1, b_2, d, \epsilon, \lambda$.

Общее дисперсионное уравнение

Плоскопараллельная линия, показанная на рис. 1, допускает в общем случае существование продольных электрических и продольных магнитных волн, соответственно E - и H -волн [5,6]. Мы здесь ограничимся анализом только E -волн, так как и свихартовские волны, и поверхностные плазмоны являются E -волнами, переходящими при бесконечной проводимости металла в поперечные электромагнитные волны. Кроме того, H -волна в отличие от нижней E -волны обладает критической длиной волны $\lambda_{cr} \sim 2d$ и ее существование в микроэлектронных структурах при $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ невозможно.

Решение будем искать в виде гармонических волн, распространяющихся вдоль оси z , т.е. электрическое и магнитное поле E и $H \sim \exp(j\omega t - j\beta z)$. Считая, кроме того, поля однородными вдоль поперечной оси y , получаем следующую систему уравнений, описывающую волны плоскопараллельной линии, изображенной на рис. 1:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_i^2\right)E_z^i = 0; \quad i = 1, \dots, 5, \quad (4)$$

k_i — поперечная постоянная распространения в соответствующей среде i . Для свободного пространства $k_4^2 = k_5^2 = -\alpha^2 = k^2 - \beta^2$, в диэлектрике $k_3^2 = k^2\epsilon - \beta^2$. В сверхпроводящих средах 1 и 2 поперечная постоянная распространения обычно выражается через комплексную глубину проникновения $\lambda_i^2 = -1/k_i^2$ [7]. В случае сверхпроводников второго рода, каковыми являются ВТСП, λ_i определяется не только лондоновской глубиной проникновения λ_L , но и наличием нормальных электронов, магнитным полем B , термодинамическими флуктуациями и т. д. Мы здесь воспользуемся выражением для λ_i , полученным Коффе и Клемом с учетом нормальных электронов и вихрей магнитного потока [7]:

$$\lambda_i^2 = \frac{\lambda_{Li}^2 - (j/2) \delta_{vi}^2}{1 + 2j\lambda_{Li}^2/\delta_{ni}^2}, \quad (5)$$

где лондоновская глубина проникновения в i -й среде λ_{Li} в общем случае зависит от температуры и магнитного поля, $\lambda_L = \lambda_L(t, B)$ [7], $t = T/T_c$, T_c — критическая температура;

$$\delta_v^2 = \frac{2B\Phi_0[\zeta + (\omega\tau)^2 + j(1 - \zeta)\omega\tau]}{\mu_0\omega\eta[1 + (\omega\tau)^2]};$$

μ_0 — магнитная постоянная вакуума; η — вязкость магнитного потока; Φ_0 — квант магнитного потока; $\zeta = I_0^{-2}(v)$; $I_k(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода k -го порядка; $v = U/2k_B T$; U — высота потенциального барьера для вихрей магнитного потока; k_B — постоянная Больцмана;

$$\tau = \frac{\eta}{k_p} \frac{I_0^2(v) - 1}{I_0(v)I_1(v)};$$

k_p — упругая константа решетки вихрей (параметр Лабуша). В отсутствие вихрей магнитного потока $\delta_v = 0$ игнорирование крипа магнитного потока ($v \gg 1$) приводит к $\zeta = 0$ и $\tau = \eta/k_p$.

Нормальная проводимость в (5) представлена слагаемым, содержащим $\delta_n^2 = 2\rho_n/\mu_0\omega$, где ρ_n — удельное сопротивление нормальной электронной жидкости так же, как и λ_L , зависящее от T и B : $\rho_n = \rho_n(t, B)$, что детально обсуждается в [7].

Формула (5) для глубины проникновения справедлива и для обычного, несверхпроводящего металла, и для сверхпроводника при температуре T выше температуры перехода T_c . В последнем случае достаточно положить $\lambda_{Li} = \infty$ [7].

Решение системы (4) в различных областях $i = 1 \dots 5$ имеет вид

$$\begin{aligned} i = 1, & \quad \frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2} + b_1, & E_z = a_1 e^{x/\lambda_1} + c_1 e^{-x/\lambda_1}, \\ i = 2, & \quad -b_2 - \frac{d}{2} \leq x \leq -\frac{d}{2}, & E_z = a_2 e^{x/\lambda_2} + c_2 e^{-x/\lambda_2}, \\ i = 3, & \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}, & E_z = a_3 \sin(k_3 x) + c_3 \cos(k_3 x), \\ i = 4, & \quad x \geq \frac{d}{2} + b_1, & E_z = a_4 e^{-\alpha x}, \\ i = 5, & \quad -b_1 - \frac{d}{2} \leq x, & E_z = a_5 e^{\alpha x}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на всех границах $x = (-d/2) - b_2$; $-d/2$; $d/2$; $(d/2) + b_1$ можно получить следующее дисперсионное соотношение для плоскопараллельной линии, изображенной на рис. 1:

$$\operatorname{tg} k_3 d = \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{\Theta_1 \Theta_2 - 1}, \quad (7)$$

где

$$\Theta_{1,2} = \frac{k^2 \varepsilon \lambda_{1,2} \operatorname{cth}(b_{1,2}/\lambda_{1,2}) - (k^2 \lambda_{1,2}/\alpha)}{k_3 [1 - (k^2 \lambda_{1,2}/\alpha) \operatorname{cth}(b_{1,2}/\lambda_{1,2})]}. \quad (8)$$

В симметричном случае ($b_1 = b_2 = b$; $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$; $\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta$) уравнение (7) упрощается:

$$\operatorname{tg} \frac{k_3 d}{2} = -\Theta, \quad (9)$$

$$\Theta = \frac{k^2 \varepsilon \lambda \operatorname{cth}(b/\lambda) - (k^2 \lambda/\alpha)}{k_3 [1 - (k^2 \lambda/\alpha) \operatorname{cth}(b/\lambda)]}. \quad (10)$$

Уравнения, подобные (7)–(10), неоднократно встречались в литературе, однако, во-первых, они исследовались только при $kd \sqrt{\varepsilon} \ll 1$, т.е. для случая свихартовских волн, и, во-вторых, они подобно (1) не предусматривали предельного перехода $b \rightarrow 0$ (см., например, [9]).

Уравнения (7)–(10) описывают свихарт-плазмонную электромагнитную волну, существующую между двумя проводящими плоскостями. Картина электрических силовых линий, полученная с помощью этих уравнений, изображена на рис. 2,з. Ниже мы покажем, что в разных предельных случаях эти уравнения описывают и свихартовскую волну, и волну поверхностных плазмонов (при $kd \sqrt{\varepsilon} \ll 1$ и $kd \sqrt{\varepsilon} \gg 1$ соответственно). Лишь в этих простых случаях постоянная распространения имеет простой вид (1)–(3); в произвольных случаях возможно либо приближенное решение, либо необходим численный анализ дисперсионных соотношений.

Предельные случаи

1. Свихартовские волны, $kd \sqrt{\varepsilon} \ll 1$

Для определения постоянной распространения β имеем следующее уравнение:

$$\beta^2 = k^2 \varepsilon \left[1 + \frac{\lambda_1}{d} f(b_1, \lambda_1) + \frac{\lambda_2}{d} f(b_2, \lambda_2) \right], \quad (11)$$

где $f(b, \lambda)$ – функция, описывающая влияние конечной толщины сверхпроводящей пленки,

$$f(b, \lambda) = \frac{\operatorname{cth}(b/\lambda) - (k^2 \lambda / \sqrt{\beta^2 - k^2})}{1 - \operatorname{cth}(b/\lambda)(k^2 \lambda / \sqrt{\beta^2 - k^2})}. \quad (12)$$

При $b/\lambda \gg 1$ функция $f(b, \lambda) = 1$; в случае

$$k^2 \lambda \operatorname{cth}(b/\lambda) \ll \sqrt{\beta^2 - k^2} \quad (13)$$

функция $f(b, \lambda) = \operatorname{cth}(b/\lambda)$ и выражение (11) сводится к виду

$$\beta^2 = k^2 \varepsilon \left[1 + \frac{\lambda_1}{d} \operatorname{cth} \left(\frac{b_1}{\lambda_1} \right) + \frac{\lambda_2}{d} \operatorname{cth} \left(\frac{b_2}{\lambda_2} \right) \right], \quad (14)$$

аналогичному выражению (1) для постоянной распространения свихартовской волны β_s при условии замены в последнем лондоновской глубины проникновения λ_L на комплексную глубину проникновения λ (5), учитывающую влияние нормальных электронов и вихрей магнитного потока. При этом уравнение (14) в отличие от (1) приводит к комплексной величине постоянной распространения, что отражает факт появления в линии передачи активных потерь.

Условие (13), а вместе с ним и формула (14) справедливы вплоть до толщины пленок $b \geq 10^{-2} \lambda$, т.е. практически всегда. Лишь вблизи T_c ($(T_c - T) \ll T_c$) вместо (14) следует пользоваться уравнением (11). Это хорошо видно на рис. 3, где представлены результаты расчета постоянных распространения свихартовских волн β в зависимости от толщины сверхпроводящей пленки b для двух температур T_c и $T_c - 1$ К. Здесь и ниже

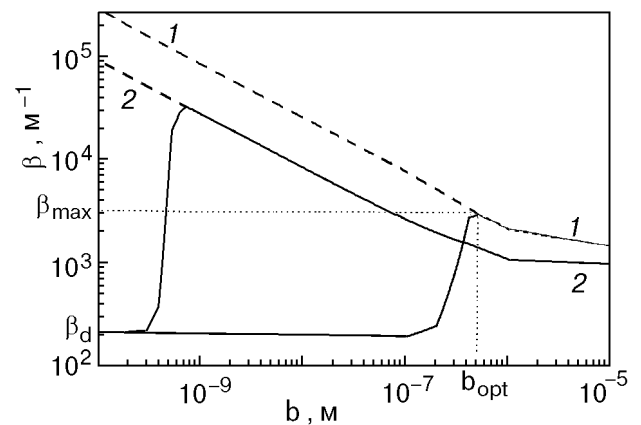


Рис. 3. Зависимость постоянной распространения свихартовской волны β от толщины сверхпроводящей пленки при различных температурах: $T = T_c = 91$ К (1); $T = 90$ К (2). Пунктирные и сплошные линии – расчет соответственно по формулам (13) и (11), $d = 1$ мкм; $\varepsilon = 9,8$; параметры сверхпроводящих пленок см. в тексте.

во всех расчетах для пленок ВТСП были приняты $T_c = 91$ К; $\lambda_L(0,0) = 2,5 \cdot 10^{-7}$ м; $\rho_n(0,0) = 1 \cdot 10^{-6}$ Ом·м. Согласно рис. 3, уже для температуры всего лишь на 1 К меньше T_c вплоть до толщин пленок в несколько нанометров можно пользоваться формулой (14). При увеличении частоты область значений T и b , в которых справедлива формула (14), уменьшается: при $f = 100$ ГГц в области азотных температур эта формула справедлива лишь при $b \geq 0,1$ мкм. На рис. 3 видно, что существует оптимальная толщина пленки ВТСП b_{opt} , при которой достигается максимальное значение постоянной распространения свихартовской волны β_{max} ; при толщине $b < b_{opt}$ она быстро уменьшается до значения постоянной распространения плоского диэлектрического волновода β_d (2).

Наличие сверхпроводящих пленок приводит к зависимостям β_s от различного рода внешних воздействий [9]. Выбором параметров линии передачи эти зависимости можно оптимизировать с целью создания параметрических приборов, управляемых фазовращателей, высокочувствительных сверхпроводящих датчиков температуры и магнитного поля. Анализ систем с очень тонкими сверхпроводящими пленками проводился ранее. Например, в [8] показано, что управляемость СВЧ системы, содержащей пленку тонкого сверхпроводника, также имеет максимум при уменьшении толщины пленки, однако происхождение этого максимума связывали не с точным учетом влияния толщины, а с учетом конечности ширины пленки. При ширине пленки 25 мкм, как и в нашем случае, $b \sim 10^{-2}\lambda$.

На рис. 4 изображены зависимости скорости изменения фазовой постоянной $d\beta/dT$ от температуры при различных частотах ($f = 1; 10$ и 100 ГГц). Видно, что вблизи T_c значения $d\beta/dT$ могут до-

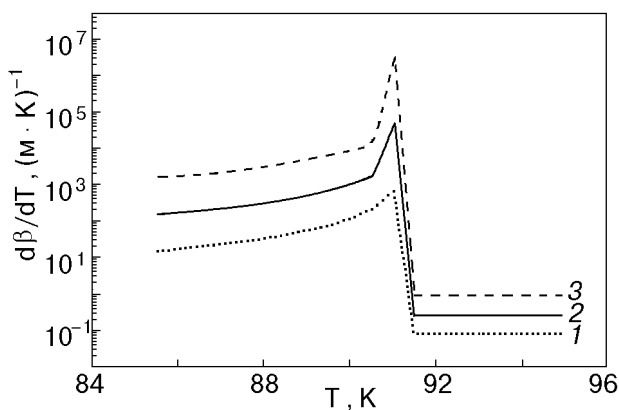


Рис. 4. Температурная зависимость изменения постоянной распространения свихартовской волны $d\beta/dT$ при различных частотах f , ГГц: 1 (1); 10 (2); 100 (3); $d = 1$ мкм; $\epsilon = 9,8$; $b = 0,1$ мкм.

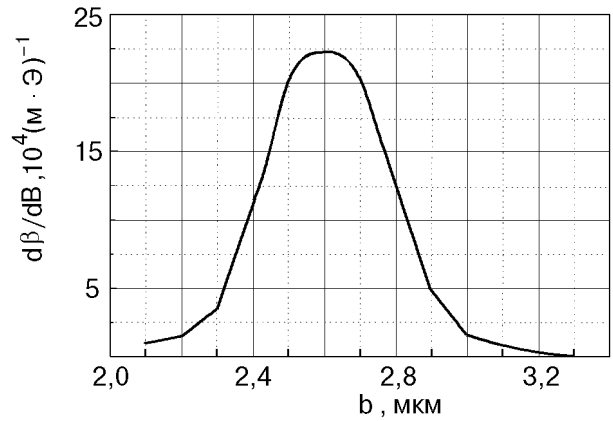


Рис. 5. Зависимость изменения фазовой постоянной при изменении магнитного поля $d\beta/dB$ от толщины сверхпроводящих пленок $b_1 = b_2 = b$; $d = 1$ мкм; $f = 10$ ГГц; $T = 90,9$ К; $\epsilon = 9,8$.

стигать очень больших величин (10^6 (м·К) $^{-1}$), что соответствует фазовым сдвигам $\sim 10^8$ град/К.

Скорость изменения фазовой постоянной вблизи T_c при изменении магнитного поля $d\beta/dB$ в зависимости от толщины пленки ВТСП представлена на рис. 5. Согласно этому рисунку, $d\beta/dB$ резонансным образом зависит от толщины пленки, причем максимум наблюдается как раз при $b = b_{opt}$. Температурная скорость изменения постоянной распространения $d\beta/dT$ (см. рис. 4) также имеет максимум вблизи $b = b_{opt}$, т.е. и здесь, и при определении $d\beta/dB$ для получения корректных результатов следует пользоваться формулой (11).

2. Поверхностные плазмоны, $kd \sqrt{\epsilon} \gg 1$
Постоянная распространения имеет вид

$$\beta^2 = k^2 \epsilon (1 + k^2 \epsilon \lambda^2 f^2 b / \lambda). \quad (15)$$

Как и для свихартовских волн, при выполнении условия (13) $f(b/\lambda) = \text{cth}(b/\lambda)$ и

$$\beta^2 = k^2 \epsilon [1 + k^2 \epsilon \lambda^2 \text{cth}^2(b/\lambda)]. \quad (16)$$

При $b \gg \lambda$, как и следовало ожидать, (15) и (16) переходят в (3).

Выражения (15) и (16), как и (11), (14), справедливы и для нормальных металлов, и для сверхпроводящих пленок. В реальной ситуации волны в обоих этих случаях не имеют принципиальных отличий: глубина проникновения λ , а вместе с ней и постоянная распространения β являются комплексными величинами: $\lambda = \lambda' + j\lambda''$; $\beta = \beta' - j\beta''$. Лишь для идеального сверхпроводника без нормальных электронов, т.е. при $T = 0$, $\lambda = \lambda_L$ и коэффициент затухания $\beta'' = 0$. Так что в общем случае можно констатировать, что для существования поверхностных плазмонов (как и

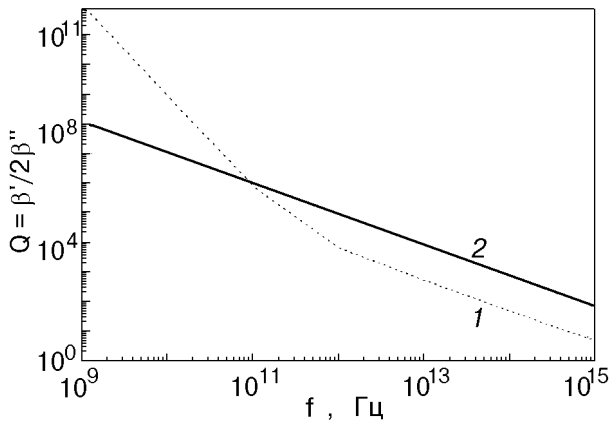


Рис. 6. Зависимость добротности поверхностных плазмонов, распространяющихся над пленкой ВТСП (1) и над пленкой меди (2), от частоты, $b = 10$ мкм; $T = 77$ К; $\epsilon = 1$.

свихартовских волн) необходимо не затухание волн в металле, как это правильно утверждается при рассмотрении нормальных металлов [5], а наличие конечной глубины проникновения λ электромагнитного поля в металл: чем больше λ , тем больше замедление волны, тем сильнее она «прижата» к металлу. Если для нормального металла глубина проникновения и потери связаны однозначно, то для сверхпроводников такой связи нет.

На рис. 6 изображены частотные зависимости добротности $Q = \beta' / 2\beta''$ поверхностных электромагнитных волн — плазмонов, — распространяющихся над пленкой ВТСП и над медной пленкой. Видно, что эта добротность велика вплоть до инфракрасного диапазона длин волн, что и обеспечивает успешное применение поверхностных плазмонов в нелинейной оптике [6]. Сверхпроводящие пленки из-за более сильной частотной зависимости затухания имеют преимущества перед пленками из нормального металла только в СВЧ диапазоне, при выбранных нами параметрах и $f < 90$ ГГц (см. рис. 6). Однако и при больших частотах вплоть до 10^{12} Гц их добротность существенно превышает добротность микрополосковых линий и полых волноводов. Поэтому весьма перспективным представляется использование поверхностных плазмонов для создания джозефсоновских приборов терагерцевого диапазона частот. При этом малые потери будут сочетаться с большой амплитудой сверхвысокочастотного тока, протекающего по поверхности сверхпроводящей пленки через джозефсоновские контакты, эффективность нелинейных явлений в которых пропорциональна амплитуде тока.

Постоянная распространения поверхностных плазмонов, как и свихартовских волн, может ме-

няться под действием постоянного магнитного поля, однако изменение этой постоянной здесь намного меньше из-за существенно меньшего замедления поверхностных плазмонов по сравнению со свихартовскими волнами. Действительно, из сравнения (11) и (15) следует, что добавка к постоянной распространения в случае свихартовских волн пропорциональна λ/d , в то время как для поверхностных плазмонов она $\sim k^2\lambda^2 \ll \lambda/d$. Поэтому для краткости изложения мы этот эффект здесь не рассматриваем.

3. Свихарт-плазмонные волны

Полученные выше выражения для свихартовских волн (11) и поверхностных плазмонов (15) справедливы в предельных случаях, соответственно $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ и $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$. Вообще следует пользоваться дисперсионным соотношением (7), которое является трансцендентным и допускает точный анализ только численными методами. Однако с некоторой потерей точности можно произвести некоторое упрощение дисперсионного уравнения (7) и для произвольных kd . Для этого нужно воспользоваться тем, что поперечная постоянная распространения в диэлектрическом слое (см. рис. 1) $k_z = (k^2\epsilon - \beta^2)^{1/2}$ при проникновении электромагнитного поля в металлические стенки является мнимой величиной. Тогда тангенс в левой части (7) превращается в гиперболический тангенс, который при произвольных значениях аргумента может быть представлен в виде $\text{th } x \approx x / (1 + x)$. Это представление является точным при $x \rightarrow 0$ и при $x \rightarrow \infty$, максимальная ошибка при $x \sim 1$ не превышает 35%. В результате будем иметь следующее приближенное выражение для постоянной распространения свихарт-плазмонных волн, справедливое при произвольных толщинах диэлектрика d :

$$\beta^2 = k^2\epsilon \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{d} f(b, \lambda) + k^2\epsilon\lambda^2 f^2(b, \lambda) \times \left[\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{4} + \frac{2}{k^2\epsilon d\lambda} f^{-1}(b/\lambda) \right)^{1/2} \right] \right\}.$$

Понятно, что это выражение сводится к (11) или (15) в предельных случаях $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ и $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$ соответственно.

4. Зеркальный диэлектрический волновод

Зеркальные волноводы (image waveguide) широко применяются в интегральной оптике [6], делаются попытки их применения и в СВЧ диапазоне [10]. Простейший зеркальный волновод представляет собой волноведущий диэлектрический слой на металлической поверхности. Понятно, что любая ВТСП пленка, выращенная на ди-

электрической подложке, является естественным зеркальным волноводом. Волна при этом распространяется в основном в подложке, периодически отражаясь от сверхпроводящей пленки и границы диэлектрик — воздух.

Для того чтобы перейти от плоскопараллельной линии передачи (см. рис. 1) к зеркальному волноводу, достаточно положить $b_1 = 0$. При этом получим волновод, состоящий из диэлектрического слоя толщиной d на металлической пластине толщиной b_2 .

Постоянная распространения зеркального диэлектрического волновода может быть получена из (7), (8) при $b_1 = 0$. В наиболее интересном случае $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ и при выполнении условия (13)

$$\beta^2 = k^2 \left\{ 1 + k^2 \left[d \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right) + \lambda \operatorname{cth} \left(\frac{b}{\lambda} \right) \right]^2 \right\}. \quad (17)$$

Естественно, что при отсутствии диэлектрической подложки ($\epsilon = 1$ или $d = 0$) выражение (17) переходит в постоянную распространения поверхностных плазмонов (16) в вакууме над металлической поверхностью. При наличии подложки свойства волн зеркального волновода определяется как параметрами диэлектрика, так и параметрами металлической пленки (соответственно первое и второе слагаемое в скобках в формуле (17)). В большинстве реальных случаев вклад диэлектрика существенно больше, чем влияние глубины проникновения электромагнитного поля в металл и свойства поверхностных электромагнитных волн в зеркальном волноводе с ВТСП практически не будут отличаться от таковых для диэлектрического волновода. Исключение возможно только при температурах близких к T_c , когда роль второго слагаемого в квадратных скобках (17) может сильно возрасти. Заметим, что при сравнении формул (2) и (17) при $\lambda = 0$ необходимо в (2) принимать в два раза большую величину высоты волновода d , так как там рассматривается изолированный диэлектрический волновод, а в (17) — волновод на металлической подложке, которая из-за эффектов отражения удваивает высоту волновода, и его свойства будут такими же, как и изолированного волновода с двойной высотой [3].

Резонаторы на поверхностных волнах

Ограниченный в направлении распространения волны отрезок волновода представляет собой резонатор, резонансная частота которого определяется длиной этого отрезка l . Это утверждение в полной мере относится и к поверхностным волнам — поверхностным плазмонам, волнам в зеркаль-

ном волноводе и т.п. Таким образом, резонатором может являться отдельная металлическая пластина (или пленка) на диэлектрической подложке, пленка на подложке с прилегающим к ней внешним диэлектриком (сэндвич) и т.д. [11]. Обсудим некоторые особенности таких резонаторов.

1. Резонансная длина резонатора l_{res} будет существенно отличаться от значений, требуемых условием $l_{\text{res}} = n\pi/\beta$, из-за эффектов выхода поля за пределы резонатора через его торцы. Эти эффекты будут весьма сильными вследствие небольших отличий постоянной распространения поверхностных волн β от постоянной распространения электромагнитных волн в свободном пространстве (см., например, (16)). Кроме того, реальный резонатор имеет конечную ширину, в результате чего поля проникают на противоположную сторону металлической пленки не только благодаря эффектам проникновения поля в металл, но и вследствие огибания силовыми линиями магнитного поля металлической поверхности. Это приводит к тому, что резонансная длина полуволнового резонатора может оказаться почти на четверть меньше, чем требуется в формулах (15) или (17) [11]. Точный расчет резонансных частот резонатора следует проводить в многоволновом приближении [11], а не в одноволновом, как в настоящей работе.

До сих пор речь шла о полуволновых резонаторах, в которых оба торца резонатора граничат со свободным пространством. Если же один торец резонатора находится в контакте с какой-либо металлической поверхностью, например стенкой волновода, в который этот резонатор помещен, то явления зеркального отражения полей в металле способствуют образованию четвертьволнового резонатора. Его резонансная длина близка к четверти длины волны или кратной ей длине: $l_{\text{res}} = (2n - 1)\pi/2\beta$. В четвертьволновом резонаторе присутствуют те же эффекты укорочения резонансной длины, что и в полуволновом.

2. Добротность резонатора поверхностной волны Q должна быть существенно выше добротности микрополосковых резонаторов, однако значительно ниже, чем объемных. Ее максимальное значение для современных пленок ВТСП в трехсантиметровом диапазоне $Q \leq 10^5$ [11]. Из-за поверхностного характера волны электромагнитное поле концентрируется вблизи сверхпроводящей пленки, что приводит к появлению в ней большого поверхностного тока, квадрату которого пропорциональны потери. Ситуация осложняется еще и тем, что резонатор поверхностной волны является открытым, поля которого, хотя и затухают экспоненциально, могут достигать близко рас-

положенных металлических поверхностей, например стенок волновода. Это может привести к дальнейшему уменьшению добротности до 10^4 и менее. Особенно велико влияние металлических поверхностей на добротность четвертьволнового резонатора: эти поверхности необходимы для его работы и они являются основным источником потерь. Поэтому добротность четвертьволновых резонаторов поверхностной волны в трехсантиметровом диапазоне $Q \leq 10^3$.

Однако, несмотря на небольшую добротность, микроволновые резонаторы поверхностной волны имеют и ряд достоинств. Прежде всего это большая величина поверхностного тока, что и является причиной низкой добротности. Из-за отсутствия близко расположенных металлических поверхностей этот ток является в высокой степени однородным по всей поверхности пленки: величина неоднородности от середины пленки до краев не превышает долей процента [11]. Все это делает резонаторы поверхностной волны перспективными для возбуждения решетки джозефсоновских контактов, например, при создании джозефсоновских генераторов.

Немаловажным обстоятельством является также простота конструкции и сильная связь резонатора поверхностной волны с линиями передачи. Резонатор представляет собой просто пленку ВТСП нужных размеров на диэлектрической подложке. Для связи этого резонатора с линией передачи не требуется никаких специальных переходов, как это необходимо, например, для возбуждения прямоугольного волновода микрополосковой линией. Картина силовых линий резонатора поверхностной волны весьма близка к таковой для основной волны прямоугольного волновода. Для возбуждения резонатора его следует просто поместить в волновод, ориентируя ось z резонатора (см. рис. 1.) вдоль электрических линий волновода [11]. Что касается верхнего края миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, то здесь резонаторы поверхностной волны из-за сравнительно высокой добротности и простоты конструкции являются лучшими интегральными резонаторами.

Заключение

Исследованы электромагнитные волны, распространяющиеся в плоскопараллельной линии передачи, представляющей собой слой диэлектрика толщиной d , сверху и снизу покрытого пленками нормального или сверхпроводящего металла. В случае конечной глубины проникновения электромагнитного поля в металл вместо попереч-

ной электромагнитной волны в такой линии распространяется продольно-электрическая E -волна. Эта волна при $kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$ переходит в свихартовскую волну, в обратном предельном случае $kd\sqrt{\epsilon} \gg 1$ она превращается в поверхностную волну — поверхностный плазмон, распространяющийся вдоль одной металлической поверхности. Здесь $k = \omega/c$ — волновое число электромагнитной волны. Поверхностный плазмон прижимается к металлической поверхности в результате замедления волны при ее проникновении в металл. Замедление и, следовательно, концентрация волн вблизи металлической поверхности могут быть увеличены путем покрытия металла тонким слоем диэлектрика ($kd\sqrt{\epsilon} \ll 1$). В этом случае имеем поверхностную волну зеркального волновода. Поверхностные волны как над изолированным металлом, так и над металлом, покрытым диэлектрическим слоем, имеют малые потери и с успехом могут использоваться вплоть до частот оптического диапазона. Электромагнитные волны над сверхпроводником не отличаются принципиально от подобных волн над нормальным металлом. Можно отметить только, что в последнем случае существует однозначная связь между затуханием, замедлением и глубиной проникновения электромагнитного поля в металл. В случае сверхпроводников имеется лишь связь между глубиной проникновения и замедлением, потери же определяются наличием нормальных электронов и в принципе здесь возможна ситуация (для идеального сверхпроводника при нулевой температуре), когда потери вообще будут отсутствовать, а замедление будет значительным, как это происходит в свихартовских волнах (см. формулу (1)).

Существует оптимальная толщина сверхпроводящих пленок, покрывающих плоскопараллельную линию передачи, обеспечивающая максимальное замедление электромагнитной волны. В этом случае наблюдается и максимальная реакция постоянной распространения на внешние воздействия — изменение температуры, постоянное магнитное поле и т.п. Эта реакция может достигать высоких значений, что делает сверхпроводящие линии передачи перспективными для создания эффективных параметрических приборов, управляемых фазовращателей, высокочувствительных датчиков температуры и магнитного поля.

На основе волноводов поверхностных волн могут быть созданы микроволновые резонаторы поверхностной волны, которые представляют собой отрезки этих волноводов определенной длины. Эти резонаторы обладают высокой однородностью и концентрацией переменного тока в пленке

сверхпроводника. Кроме того, они просты по конструкции и из-за близости распределения полей резонатора к распределению полей прямоугольного волновода имеют с последним большой коэффициент связи.

Все это делает сверхпроводящие резонаторы поверхностной волны весьма перспективными для использования в микроволновых приборах (джозефсоновских генераторах, фильтрах) вплоть до субмиллиметрового диапазона длин волн.

1. J. S. Swihart, *J. Appl. Phys.* **32**, 461 (1961).
2. Т. Ван Дузер и Ч. У. Тернер, *Физические основы сверхпроводящих устройств и цепей*, Радио и связь, Москва (1984).
3. И. Ф. Взятыйшев, *Диэлектрические волноводы*, Советское радио, Москва (1970).
4. J. H. Thompson, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2817 (1991).
5. Л. А. Ванштейн, *Электромагнитные волны*, Радио и связь, Москва (1988).
6. М. Д. Адамс, *Введение в теорию оптических волноводов*, Радио и связь, Москва (1984).
7. M. W. Coffey and J. R. Clem, *Phys. Rev.* **B17**, 9872 (1992).
8. К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **14**, 909 (1971).

9. S. A. Zhou, *J. Supercon.* **8**, 113 (1995).
10. J. A. Paul and Y. W. Chang, *IEEE Trans on MTT* **26**, 751 (1978).
11. G. A. Melkov, Y. V. Egorov, A. N. Ivanjuta, and V. Y. Malyshev, *Surface Wave HTS Resonators, MSMW Symposium Proc.*, Kharkov, Ukraine (1998), p. 625.

Swihart waves and surface plasmons in the plane-parallel superconducting transmission line

G. A. Melkov and Y. V. Egorov

Electromagnetic waves in a plane-parallel transmission line are investigated. In the case of a superconductor with a finite depth of penetration a longitudinal electrical E -wave propagates through this line instead of the transverse one. This wave transforms to a swihart wave or to a surface one (surface plasmon) for dielectrics of low or high thickness, respectively. It is shown that there is an optimal thickness of superconductor films providing maximum of wave attenuation. Surface waves can be used to create microwave surface wave resonators. Such resonators are easy in fabrication and feature high microwave current density and homogeneity.