

УДК 537.312.62

НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

К. К. Лухарев

Рассмотрены свойства узких сверхпроводящих пленок как нелинейных реактивных элементов СВЧ систем. Найдена эквивалентная схема единицы длины пленки и зависимость ее параметров от материала пленки, ее размеров и температуры.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1, 2] было исследовано поведение длинных полосок ширины d из сверхпроводящей пленки толщины d_0 в электромагнитном поле, величина которого мала для осуществления нелинейности типа Гинзбурга—Ландау [3] («нелинейности распаривания», или ГЛ-нелинейности), связанной с изменением равновесной плотности сверхпроводящего конденсата [3–5]. В [1] было показано, что если площадь поперечного сечения S такой пленки меньше квадрата глубины λ проникновения поля в пленку, то погонная «сверхпроводящая» («кинетическая») индуктивность пленки L_L , связанная с инерцией сверхпроводящего конденсата, сравнима по величине с погонной геометрической (внешней) индуктивностью L_r .

В [2] было выяснено, что при выполнении условия

$$S \ll \lambda^2 \quad (1)$$

и при достаточной однородности вхождение в такую пленку квантованных вихрей может происходить при токе, во всяком случае сравнимом с тем, при котором в ней будет проявляться реактивная ГЛ-нелинейность. Кроме того, распределение тока по поперечному сечению такой пленки равномерно [1], и ГЛ-нелинейные эффекты происходят во всех точках с одинаковой интенсивностью.

При этих условиях значительное изменение кинетической индуктивности может осуществляться при токах ниже критического, и сверхпроводящая пленочная полоска может быть использована в качестве реактивного нелинейного элемента. Поэтому представляет интерес исследование ГЛ-нелинейных свойств узких сверхпроводящих пленок, которое и будет проведено в настоящей работе. Некоторые вопросы, связанные с влиянием ГЛ-нелинейных эффектов на электродинамические свойства тонких пленок, несущих ток, рассматривались в [4, 6–10]*. Ниже по мере получения результатов мы будем сравнивать их с полученными в этих работах.

При выполнении условия (1) форма поперечного сечения пленки будет влиять лишь на два фактора: на величину погонной геометриче-

* Мы не рассматриваем эффекты в массивных образцах и в пленках в параллельном магнитном поле (см. Введение к работе [1]).

ской индуктивности I_r^* и устойчивость однородного течения конденсата относительно образования вихрей [2]. Поэтому в настоящей работе везде, кроме разд. 4, где обсуждается эта устойчивость, мы будем считать форму поперечного сечения произвольной.

В работе будут учтены такие факторы, как «нормальная» проводимость и конечность времени релаксации (разд. 3), которые оказываются существенными для определения параметров пленочной полоски как нелинейного реактивного элемента. В разд. 5 эти параметры выражаются через размеры пленки и характеристики материала и обсуждаются оптимальные их соотношения. В последнем разделе рассматриваются температуры существенно ниже критической.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ. ДЕЙСТВИЕ МАЛОГО СВЧ СИГНАЛА В ОТСУТСТВИЕ ДИССИПАЦИИ

Если температура пленки T достаточно близка к критической (T_c), то плотность сверхтекучей компоненты тока определяется уравнением Гинзбурга—Ландау [3, 5]**

$$j_s = - (cA_c/4\pi\lambda^2) \varphi \alpha, \quad (2)$$

где φ — плотность сверхпроводящего конденсата (пропорциональная квадрату модуля параметра порядка Δ), нормированная на свое значение Δ_0 в отсутствие поля. Величина α представляет собой образованный градиентно-инвариантным образом вектор-потенциала [5]

$$A = A' - (c\hbar/2e) \nabla_2 \theta', \quad (3)$$

нормированный на значение A_c :

$$\alpha = A/A_c, \quad A_c = \Phi_0/2\pi\xi, \quad (4)$$

где $\text{rot } A' = H$, θ' — фаза параметра порядка Δ .

Если толщина пленки d_0 меньше длины когерентности ξ , то равновесная плотность конденсата удовлетворяет двумерному уравнению

$$\xi^2 \nabla_2^2 \varphi = \varphi (1 - \varphi - \alpha^2), \quad (5)$$

где ∇_2^2 — оператор Лапласа, действующий в плоскости пленки.

Для пленки малого поперечного сечения (1) плотность тока j_s и плотность конденсата φ постоянны по объему пленки

$$I_s = - (cA_c/l_n) \varphi \alpha, \quad I_n = 4\pi\lambda^2/S; \quad (6)$$

$$\varphi(1 - \varphi - \alpha^2) = 0, \quad (7)$$

откуда при $|\alpha| < 1$

$$\varphi = 1 - \alpha^2. \quad (8)$$

Из (6) и (8) следуют известные [11] выражения для максимального («критического») тока I_m и соответствующего этому току значения вектор-потенциала A_m :

$$I_m = (2/3\sqrt{3}) cA_c/l_n, \quad A_m = A_c/\sqrt{3}. \quad (9)$$

* Для индукции в пленке достаточного СВЧ тока нужно, чтобы расстояние пленки D от проводящих поверхностей было не очень мало ($D \gg d$). В этом случае зависимость I_r от формы поперечного сечения слаба [1], $I_r \approx 2 \ln(D/d)$.

** Напомним, что мы рассматриваем случай равномерного распределения тока (и вектор-потенциала) по толщине пленки. В этом случае уравнения Гинзбурга—Ландау применимы для сколь угодно тонких пленок [5].

Пусть в пленке течет постоянный «ток смещения» I_0 и малый переменный ток \tilde{I} ($\tilde{I} \ll I_m$). В этом случае $A = A_0 + \tilde{A}$, $\alpha = \alpha_0 + \tilde{\alpha}$, $\varphi = \varphi_0 + \tilde{\varphi}$. Линеаризируя выражения (6) и (7) по малым $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\varphi}$, получаем

$$\tilde{\varphi} = -2\alpha_0 \tilde{\alpha}; \quad (10)$$

$$\tilde{I}_s = -(cA_c/l_r)(\tilde{\varphi}\alpha_0 + \varphi_0\tilde{\alpha}). \quad (11)$$

Отсюда имеем окончательно

$$\tilde{I}(t) = -(cA_c/l_r)(1-3\alpha_0^2)\tilde{\alpha}(t). \quad (12)$$

Равенство (12) означает, что кинетическая индуктивность зависит от постоянного тока I_0 :

$$l_s = l_n/(1-3\alpha_0^2), \quad (13)$$

где величина α_0 связана с I_0 в соответствии с (6) соотношением

$$I_0 = (cA_c/l_n)(1-\alpha_0^2)\alpha_0. \quad (14)$$

Подобные выражения были получены в работах [4, 6]. Зависимость погонной индуктивности l_s от тока I_0 и вектор-потенциала A_0 показана на рис. 1.

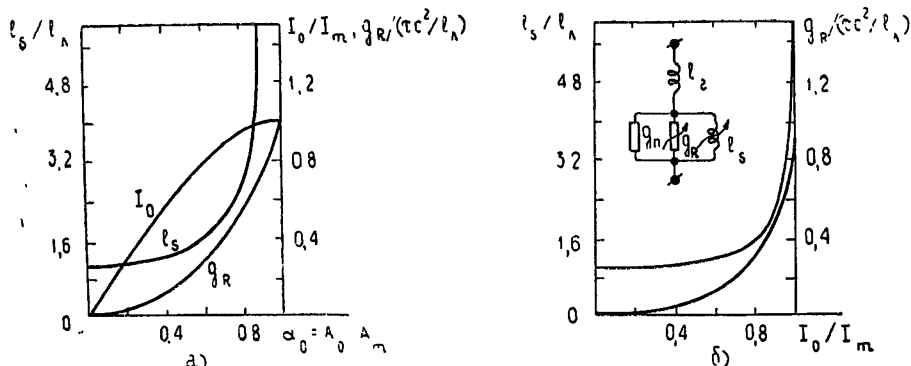


Рис. 1. Эквивалентная схема единицы длины пленочной полоски и зависимость ее параметров от вектор-потенциала (а) и тока (б).

Следует учитывать, что величина \tilde{A} меньше полного вектор-потенциала падающей на пленку СВЧ волны из-за наличия геометрической индуктивности. Повторяя выкладки работы [1], легко показать, что этот эффект эквивалентен включению последовательно с нелинейной индуктивностью $l_s(I_0)$ линейной индуктивности l_r . Итак, полная погонная индуктивность пленки

$$l = l_s(I_0) + l_r. \quad (15)$$

3. УЧЕТ ДИССИПАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ

При отличной от нуля частоте переменного тока ω в сверхпроводящей пленке будет происходить диссипация, связанная с двумя различными эффектами.

1) Кроме сверхпроводящего тока I_s , полный ток включает «нормальную» компоненту I_n :

$$I = I_s + I_n, \quad I_n = \sigma_1 SE, \quad (16)$$

где σ_1 — действительная часть проводимости пленки, E — напряженность электрического поля, $E = -(1/c) \frac{\partial A}{\partial t}$. Этот эффект, как и в линейном случае [1], полностью описывается включением в эквивалентную схему единицы длины пленки постоянной проводимости

$$g_n = \sigma_1 S. \quad (17)$$

Соотношение индуктивности l_s и проводимости g_n определяет постоянное время

$$\tau_n = \frac{l_s g_n}{c^2} = \tau_{n0} \left[\frac{l_s}{l_n} (I_0) \right], \quad \tau_{n0} = 4\pi l^2 \sigma_1 / c^2, \quad (18)$$

зависящую от величины тока. В свою очередь τ_n характеризует время изменения сверхпроводящего тока при небольшом скачкообразном изменении поля (величина, обратная τ_{n0} , в работах [12] обозначалась через Ω_1). При $I_0 \ll I_m$ этот эффект является единственным источником активных потерь.

2) При проведенных в разд. 2 выкладках не учитывалась конечность времени релаксации τ плотности сверхпроводящего конденсата к равновесному значению [8, 10, 12–14]. Тем не менее даже на частотах, удовлетворяющих условию «квазиадиабатичности»,

$$\omega\tau \ll 1, \quad (19)$$

учет того, что τ конечно, является существенным. Рассмотрим поэтому вопрос подробнее.

В равновесном («адиабатическом») случае для определения плотности φ мы использовали уравнение (7). Обобщение (7) на случай $\omega\tau \neq 0$ имеет вид*

$$\tau \dot{\varphi} = \varphi(1 - \varphi - \alpha^2), \quad (20)$$

причем, поскольку $\varphi \sim |\Delta|^2$, τ в два раза меньше обычно употребляемого в уравнении для Δ .

Установление равновесного значения плотности конденсата с запаздыванием (20) приводит к активным потерям, характеризующимся постоянной запаздывания $\tau_R \sim \tau$. К рассмотрению потерь мы сейчас перейдем.

Для малого СВЧ сигнала, как и в разд. 2, полагаем $\alpha = \alpha_0 + \tilde{\alpha}$, $\varphi = \varphi_0 + \tilde{\varphi}$ и, линеаризуруя (20) по малым добавкам, получаем

$$\tau \dot{\tilde{\varphi}} = -\varphi_0 \tilde{\varphi} - 2\alpha_0 \varphi_0 \tilde{\alpha}. \quad (21)$$

Для гармонического сигнала ($\tilde{\alpha}, \tilde{\varphi} \sim \exp(i\omega t)$)

$$\tilde{\varphi} = (2\alpha_0 \varphi_0 / \varphi_0 + i\omega\tau) \tilde{\alpha}. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (11), имеем

$$\tilde{I}_s = -(cA_c/l_n) [1 - 2\alpha_0^2/(1 + i\omega\tau/\varphi_0)] \varphi_0 \tilde{\alpha}. \quad (23)$$

* Это уравнение выведено из микроскопической теории для бесщелевых сверхпроводников [12–14]. Мы будем применять его к нашему случаю, поскольку оно хорошо описывает известные экспериментальные результаты и для «щелевого» случая (подробнее см. [8, 15]).

Из (23) видно, что добротность пленки будет достаточно велика*, только если

$$\omega\tau/\varphi_0 \ll 1, \quad \text{т. е.} \quad \omega\tau \ll 1. \quad (24)$$

Для этого случая добавка в СВЧ ток, связанная с неадиабатичностью, равна

$$\tilde{I}_{sR} = - (cA_c/l_n) [2\alpha_0^2/(1-\alpha_0^2)] \tilde{\alpha} = (\tau c^2/l_n) \tilde{E} 2\alpha_0^2/(1-\alpha_0^2), \quad (25)$$

что означает появление дополнительной удельной проводимости

$$g_R = (\tau c^2/l_n) (2\alpha_0^2/(1-\alpha_0^2)). \quad (26)$$

Полная эквивалентная схема единицы длины пленки и зависимость ее параметров от тока I_0 и вектор-потенциала A_0 показана на рис. 1. Поскольку I_s и g_R возрастают с увеличением тока смещения I_0 , добротность пленки Q при этом падает. Хотя эта схема была выведена для постоянного I_0 , можно показать, что она справедлива и для случая, когда I_0 (и A_0) — периодические функции, изменяющиеся с частотами, удовлетворяющими условию (24).

4. УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ

До сих пор мы предполагали распределение плотностей конденсата и тока по поперечному сечению и длине пленки равномерным. Однако весьма существенным является вопрос об устойчивости такого распределения. Действительно, как было показано в работах [2, 15], для широких пленок равномерное распределение неустойчиво относительно образования динамической вихревой структуры уже при токах, много меньших I_m .

Как отмечалось в работе Кулика [8], в квазиадиабатическом случае равномерное течение конденсата в пленке теряет устойчивость, во всяком случае при $I_0 = I_m$. При этом оказываются нарастающими возмущения, зависящие только от координаты, направленной вдоль тока, т. е. однородные по поперечному сечению.

С другой стороны, из общего вида выражения для свободной энергии в теории Гинзбурга—Ландау следует, что такие возмущения будут наиболее выгодными лишь в двух случаях: для пленки формы круглого цилиндра и для пленки шириной d , много меньшей ξ . В остальных случаях возмущения типа вихрей с осями, перпендикулярными к плоскости пленки [2], будут более выгодными, следовательно, будут образовываться при токах, меньших I_m .

Анализ аналогичной проблемы для массивных сверхпроводников второго рода, проведенный в работах [16, 21], дает значение «первого критического тока», равное в точности I_m . Наконец, развитая нами в [2] линейная теория для узких плоских пленок постоянной толщины показывает, что энергетический барьер, препятствующий возникновению вихрей, будет подавляться при постоянном токе, примерно равном I_m .

Хотя точный теоретический расчет первого критического тока пленок, особенно в случае $\omega\tau \neq 0$, представляет большой интерес, необходимо отметить, что для экспериментальных реализаций отклонение этого тока от I_m будет скорее всего определяться малыми неоднородностями величины поперечного сечения S по длине пленки. В соответствии с изложенным можно рассматривать равномерное течение конденсата во всей области токов $0 \leq |I| \leq I_m$, считая, что для достаточно однородной

* Нас, собственно, интересует лишь этот случай.

пленочной полоски полученные результаты будут справедливы почти до самого I_m .

5. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОНСТАНТ

В эквивалентную схему пленки входят постоянные величины g_n , l_n , A_m , τ , l_r . Важно найти зависимость этих величин от размеров пленки (S , d_0), ее материала и рабочей температуры T .

1) В области применимости уравнений Гинзбурга—Ландау σ_1 равно просто σ_n — остаточной проводимости пленки в нормальном состоянии, и поэтому g_n есть погонная проводимость пленки при $T \gtrsim T_c$.

2) Линейная погонная индуктивность l_n , согласно (6), равна $4\pi\lambda^2/S$. Величина λ сильно зависит от соотношения длины свободного пробега электронов в пленке Λ и длины когерентности чистого материала ξ_0 . Мы рассматриваем случай пленок с толщиной много меньше ξ_0 . Поэтому даже при не полностью диффузном рассеянии электронов на поверхности пленок можно считать выполненным соотношение

$$\Lambda \ll \xi_0, \quad (27)$$

определяющее так называемый «грязный предел». В этом случае из микроскопической теории [5, 20] следует

$$\lambda^2(T) = (1/2\pi^2) \hbar c^2 k T_c / \sigma_n |\Delta|^2. \quad (28)$$

Учитывая зависимость $|\Delta|$ от температуры, получаем

$$l_n = (7\xi(3)/4\pi^3) (\hbar c^2 / g_n k T_c) f_1; \quad (29)$$

$$f_1(T/T_c) = (1 - T/T_c)^{-1}, \quad \xi(3) \approx 1,202. \quad (30)$$

В практических единицах

$$l_n [\text{нГн} \cdot \text{см}^{-1}] \approx 5,20 \cdot 10^{-3} (g_n [\text{см} \cdot \text{ом}^{-1}] T_c [^\circ\text{K}])^{-1} f_1. \quad (31)$$

Как уже указывалось в [1], величина l_n сравнима с геометрической индуктивностью l_r лишь для очень тонких и узких (высокоомных) пленок. Так, для реальной пленки олова толщиной 100 \AA , шириной 10 мк и остаточной длиной свободного пробега 50 \AA при температуре $T = 0,8 T_c$ получаем $l_n \approx 13 \text{ нГн} \cdot \text{см}^{-1}$ ($l_r \approx 10 \text{ нГн} \cdot \text{см}^{-1}$ при $D = 1 \text{ мм}$).

Из (29) определяем постоянную времени τ_{n0} , характеризующую линейную диссипацию:

$$\tau_{n0} [\text{сек}] = \frac{7\xi(3)}{4\pi^3} (\hbar/kT_c) f_1 \approx 5,20 \cdot 10^{-12} (T_c [^\circ\text{K}])^{-1} f_1. \quad (32)$$

Для только что описанного случая $\tau_{n0} \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$.

3) Критическое значение A_m вектор-потенциала следует из (4) и (9):

$$A_m = \Phi_0 / 2\pi \sqrt{3\xi}.$$

В «грязном пределе»

$$\xi = (\pi^3/24 \gamma)^{1/2} \sqrt{\xi_0 \Lambda} f_2 \approx 0,85 \sqrt{\xi_0 \Lambda} f_2, \quad f_2 = (1 - T/T_c)^{-1/2} \quad (33)$$

и

$$A_m \approx 2,23 \cdot 10^{-8} (\xi_0 \Lambda)^{-1/2} f_2^{-1} [\text{гс} \cdot \text{см}]. \quad (34)$$

В нашем примере $A_m \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ гс} \cdot \text{см}$. Для создания таких полей требуются достаточно малые мощности СВЧ (порядка $10^{-5} \div 10^{-2} \text{ вт}$).

4) Время релаксации в «грязном пределе» имеет вид [13]

$$\tau = (\pi/16) (\hbar/kT_c) f_3, \quad f_3 = (1-T/T_c)^{-1}. \quad (35)$$

Из выражений (32) и (35) следует, что отношение постоянных времени τ и τ_{n0} остается при $T \approx T_c$ постоянным

$$\tau_{n0}/\tau = g_{n0}/g_R(I_m) = 28 \xi(3)/\pi^4 \approx 0,346. \quad (36)$$

Из этого соотношения и рис. 1 ясно, что при малых токах I_0 через пленку основные потери связаны с нормальными токами, а при $I_0 \approx I_m$ — с релаксацией плотностей конденсата.

Как следует из формул (32) и (36), добротности реальных пленок в СВЧ диапазоне невелики, если температура близка к критической. Далее будет показано, что при понижении температуры потери резко снижаются.

Из проведенного рассмотрения параметров видно, что для улучшения качества пленки как нелинейного реактивного элемента выгодно использовать материалы с высокой критической температурой, уменьшать остаточную длину свободного пробега Λ , поперечное сечение пленки S и рабочую температуру T .

6. СЛУЧАЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

При понижении температуры T проведенное выше рассмотрение, основанное на теории Гинзбурга—Ландау, становится неприменимым. Поэтому необходимо обобщить полученные результаты на всю область температур.

1) Линейная кинетическая индуктивность l_s всегда обратно пропорциональна мнимой части проводимости пленки $\sigma_2 = c^2/4\pi\lambda^2\omega$. Поэтому температурная зависимость σ_2 в «грязном пределе» [17] в случае $\hbar\omega \ll 2\Delta^*$ определяет и зависимость l_s . Ее можно по-прежнему записать в виде (29), если взять

$$f_1(T/T_c) = (7 \xi(3)/4\pi^2) (\Delta_0/kT_c) \text{th}(\Delta_0/2kT), \quad (37)$$

где $\Delta_0(T)$ — значение параметра порядка в отсутствие тока. Функция f_1 приведена на рис. 2а.

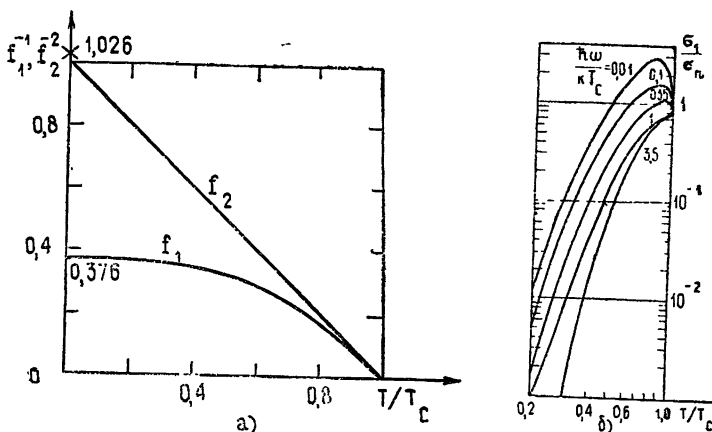
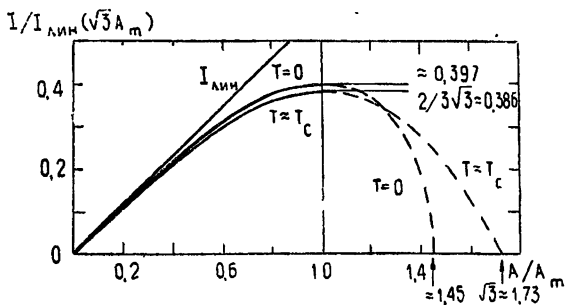


Рис. 2. Зависимость функций f_1 и f_2 (а) и активной проводимости (б) от температуры.

* Практически выражение (37) справедливо всегда, пока $\sigma_1 \ll \sigma_2$, и, следовательно, линейная добротность $Q = \sigma_2/\sigma_1$ достаточно высока.

2) Нелинейная зависимость тока от вектор-потенциала в адиабатическом случае при произвольной температуре рассматривалась в ряде работ. Так, Маки [18] нашел эту зависимость для случая, когда длина свободного пробега Λ в основном связана с объемным рассеянием (и, следовательно, $\Lambda \ll d_0$), а Овчинников [19] — для преобладающего рассеяния на границах ($\Lambda \sim d_0$). При произвольных температурах зависимость $j(A)$ найдена в этих работах в неявном виде, однако при $T = 0$ выражения $j(A)$ записываются в элементарных функциях и с логарифмической точностью совпадают друг с другом. Более того, результаты [18] и [19] очень близки к определяемым теорией Гинзбурга — Ландау (6) — (8) для $T \approx T_c$ (на рис. 3, как видно, разница токов не превышает 3%)*. Поэтому можно считать, что с хорошей точностью функция $j(A)$, а следовательно, и зависимость кинетической индуктивности l_s от тока и вектор-потенциала, дается теорией Гинзбурга — Ландау.

Рис. 3. Зависимость тока от вектор-потенциала при $T=0$ и $T \approx T_c$. Пунктиром показаны неустойчивые участки.



3) Критическое значение A_m вектор-потенциала характеризует масштаб зависимости $j(A)$ и должно, вообще говоря, определяться из микроскопических теорий [18, 19]. Можно, однако, просто взять выражение (34) и считать, что функция $f_2(T/T_c)$ определяется выражением (33) во всей области температур. Эта функция приведена на рис. 2 а, причем крестиком обозначено значение $f_2(0) \approx 0,987$, следующее из микроскопической теории [18, 19].

Температурная зависимость критического тока определяется произведением $(f_1 f_2)^{-1}$.

4) Зависимость активной проводимости σ_1 от температуры для различных частот показана на рис. 2 б. При построении этих графиков использованы вычисления Миллера [20] и асимптотическая формула

$$\sigma_1/\sigma_n = (4\Delta_0/\hbar\omega) \operatorname{sh}(\hbar\omega/2kT) K_0(\hbar\omega/2kT) \exp(-\Delta_0/kT), \quad (38)$$

следующая из микроскопической теории [17] при $\hbar\omega, kT \ll \Delta_0(T)$. Следует отметить, что при произвольных температурах уже нельзя считать σ_1 не зависящей от тока. Хотя соответствующая теория пока не создана, можно приближенно считать, что при $j \neq 0$ в (38) нужно брать уже параметр порядка Δ , зависящий от тока в пленке. Однако эта зависимость невелика ($0,8 \leq \Delta/\Delta_0 < 1$), и потери разумно оценивать по приведенным линейным зависимостям.

5) Наконец, наиболее неясным является пока вопрос о поведении при $T \rightarrow 0$ активной проводимости g_R , обусловленной потерями на релаксацию параметра порядка. Как указано в [22], при $T = 0$ уравнение первого порядка для φ (20) должно заменяться на уравнения второго

* Значения параметра порядка при $A = A_m$ также близки: $(\Delta/\Delta_0)_{T=0} \approx 0,789$, $(\Delta/\Delta_0)_{T \approx T_c} = \sqrt{2/3} \approx 0,817$.

порядка, которое уже не даёт диссипации. Разумно ожидать, что при любой температуре релаксационные потери будут, как при $T \approx T_c$, близки к линейным.

Основным выводом из проведенного рассмотрения процессов при низких температурах является то, что потери резко снижаются при $T \rightarrow 0$. Так, уже при реально осуществимых температурах $T \approx (0,2 \div 0,3)T_c$ линейная постоянная времени τ_{n0} снижается на 2—3 порядка по сравнению со значениями, следующими из теории Гинзбурга — Ландау. Практически при таких температурах добротность пленки остается высокой на частотах вплоть до начала квантового поглощения (при сохранении прежнего уровня нелинейности, см. рис. 3). Это поглощение начинает сказываться при частотах $f \approx f_0 = 2\Delta_0/\hbar$ при этом

$$f_0 [\text{ГГц}] \approx 70 T_c [\text{°K}]. \quad (39)$$

Для ряда металлов (Nb, V, Ta, Pb и др.) f_0 соответствует короткому концу миллиметрового и началу субмиллиметрового диапазонов длин волн.

1. Узкие полоски из сверхпроводящих тонких пленок при достаточной их однородности (постоянства поперечного сечения по длине) могут явиться эффективными реактивными нелинейными элементами. Добротности таких элементов при их охлаждении до температур $(0,2 \div 0,3)$ от критической могут быть сделаны достаточно высокими для частот вплоть до начала субмиллиметрового диапазона.

2. Уровень реактивной нелинейности пленок мало меняется при изменении рабочей температуры. Этот вывод согласуется с экспериментальными результатами [4].

3. Заметная часть активных потерь в пленках при больших токах связана с процессами релаксации параметра порядка.

4. Из возможных СВЧ систем, использующих изученные здесь пленочные полоски наиболее перспективными представляются параметрические усилители и преобразователи бегущей волны. Это связано как с возможностью реализации достаточно длинных однородных пленочных полосок, так и с увеличением постоянной распространения (пропорциональной $(1 + L_n/L_T)$) при увеличении погонной кинетической индуктивности L_n .

Автор благодарен В. Н. Губанкову, В. В. Мигулину и И. О. Кулику за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Лихарев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 6, 909 (1971).
2. К. К. Лихарев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 6, 919 (1971).
3. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 20, № 5, 1064 (1950).
4. J. I. Gittleman, B. Rosenblum, Proc. IEEE, 52, № 10, 1138 (1964); Phys. Rev., 137, II ser., № 2A, 527 (1965).
5. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, изд. Мир, М., 1968.
6. А. С. Клоффейн, Ф. Дж. Янг, ТИИЭР, 54, № 3, 89 (1966).
7. К. Рорф, M. D. Sherill, Phys. Rev., 145, № 1, 179 (1966).
8. И. О. Кулик, ЖЭТФ, 57, № 2, 600 (1969).
9. Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ, 11, № 3, 186 (1970).
10. С. А. Песковацкий, ЖЭТФ, 58, № 3, 897 (1970).
11. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР, 118, № 3, 464 (1958).
12. Л. П. Горьков, Г. М. Элиашберг, ЖЭТФ, 54, № 2, 612 (1968); 55, № 6, 2430 (1968); Письма в ЖЭТФ, 8, № 6, 329 (1968).
13. E. Abrahams, T. Tsuneto, Phys. Rev., 152, № 1, 416 (1966).
14. C. Caroli, K. Maki, Phys. Rev., 164, № 2, 591 (1967).

15. В. Н. Губанков, К. К. Лихарев, Н. М. Марголин, Тезисы докладов на Ломоносовских чтениях (секция физики), изд. МГУ, 1970, стр. 89; Письма в ЖЭТФ, 11, № 5, 246 (1970); ФТТ, 13, № 1, 125 (1971).
16. В. П. Галайко, Труды ЛТ-10, 2А, стр. 340, М., 1967.
17. Д. ж. Шриффер, Теория сверхпроводимости, изд. Наука, М., 1970.
18. К. Маки, Progr. Theor. Phys., 31, № 5, 731 (1964).
19. Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ, 56, № 5, 1590 (1969).
20. Р. В. Миллер, Phys. Rev., 118, № 4, 928 (1960).
21. В. В. Шмидт, ЖЭТФ, 57, № 6, 2095 (1969).
22. М. П. Кемоклидзе, Л. П. Пятавский, ЖЭТФ, 50, № 1, 243 (1966).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
26 октября 1970 г.

NONLINEAR ELECTRODYNAMIC OF NARROW SUPER-CONDUCTING FILMS

К. К. Likharev

The properties of narrow superconducting films as nonlinear reactive elements of UHF systems are considered. The equivalent scheme of unit length of the film and the dependence of its parameters on the film material, its sizes and temperature are found.
