Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.1, стр.39 - 43 ©1993 г. 10 июля

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

И.Е.Батов, М.Р.Трунин

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 17 мая 1993 г.

Показано, что при анализе экспериментальных данных по микроволновому поглощению тонких ($\sim 0,1$ мкм) пленок высокотемпературных сверхпроводников следует учитывать размерные особенности в поглощении, присущие металлическим пленкам с малой удельной проводимостью, нанесенным на диэлектрическую подложку.

1. Переменное магнитное поле частоты ω проникает в нормальный металл с проводимостью σ на глубину скин-слоя $\delta = c/(2\pi\omega\sigma)^{1/2}$. Однако эффективное экранирование электромагнитной волны тонкими металлическими слоями осуществляется на значительно меньших толщинах $d \ll \delta$. В частности, металлическая пленка, помещенная в вакуум, служит хорошим экраном вплоть до критической толщины $d_c = c/2\pi\sigma = 2\pi\delta^2/\lambda_0$ (λ_0 – длина волны в вакууме) [1], при которой потери в пленке максимальны; d_c есть фундаментальная длина, которая непосредственно входит в уравнение Максвелла $\mathrm{rot}H = \frac{4\pi}{c}\sigma E + \frac{1}{c}\frac{\partial D}{\partial t}$.

Для меди при комнатной температуре $\sigma_{\mathrm{Cu}} = 5 \cdot 10^{17}\,\mathrm{c}^{-1}$, так что $d_{c,\mathrm{Cu}} \sim$ $\sim 10^{-8}$ см. Однако в последнее время все большую роль в практике физических экспериментов и приложений приобретают металлы с малой удельной проводимостью $\sigma \leq \sigma_{\mathrm{Cu}}/100$; для них размер d_c возрастает до нескольких сотен ангстрем. В данной работе обращается внимание на то, что для пленок, напыленных на диэлектрическую подложку, критическая толщина может увеличиться до размеров $\sim 1000\,\text{Å}$. Тогда она сравнивается с реальными толщинами пленок, исследуемых экспериментально. Таковы, например, тонкие пленки высокотемпературных сверхпроводников, которые для толщин $\sim 1000\,\text{Å}$ получаются наиболее совершенными, а уровень остаточных потерь в них оказывается минимальным [2]. Из-за малой толщины таких пленок, сравнимой с критической, при анализе процессов диссипации в них необходимо учитывать эффекты, связанные с экранированием внешнего поля.

2. Пусть P – потери в пленке на единицу площади, $P_i = cE_iH_i/8\pi$ – мощность падающей на пленку электромагнитной волны, E_i и H_i – амплитуды электрического и магнитного полей в падающей волне. При одностороннем возбуждении пленки, находящейся в вакууме, в зависимости поглощения P от толщины d пленки имеются две особенности: максимум при $d = d_c \ll \delta$ [1] и минимум при $d = \pi\delta/2$. Амплитуды этих особенностей, нормированные на величину потерь P_0 в толстой ($d \gg \delta$) пленке, существенно различны, как видно из кривой *1* на рис.1.

Электрическое поле в тонкой ($d \ll \delta$) пленке распределено однородно. Амплитуда поля $E = E_i d_c/(d + d_c)$ монотонно убывает по мере увеличения толщины d. При этом потери в пленке $P = \sigma E^2 d/2$ растут при $d < d_c$ и падают при $d > d_c$. Таково происхождение максимума в потерях при $d = d_c$. Если $d < d_c$, то пленка становится почти полностью прозрачной для падающей

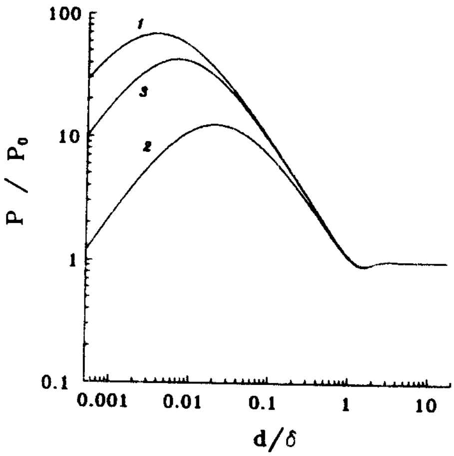

Рис.1

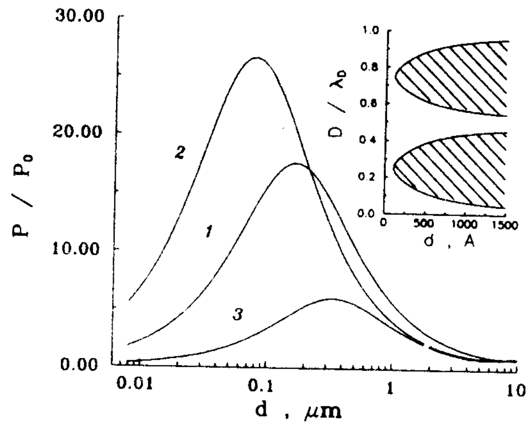

Рис.2

Рис.1. Зависимости потерь P/P_0 (d/δ) для пленки толщиной d с удельным. сопротивлением $\rho = 1/\sigma$ = 400 мкОм·см, облучаемой электромагнитной волной на частоте f = 30 ГГц: *1* – пленка без подложки в вакууме или пленка на диэлектрической ($\epsilon = 10$) подложке толщиной D, кратной половине длины волны в диэлектрике: $D = \lambda_D n/2$; *2* – та же пленка на подложке толщиной $D = \lambda_D(2n+1)/4$; *3* – промежуточное значение $D = 0,4\lambda_D$

Рис.2. Зависимости P/P_0 (d) для разных частот и толщин подложки (ρ = 400 мкОм·см; $\epsilon = 16$): *1* – f = 30 ГГц, D_0 = 0,1 мм; *2* – f = 60 ГГц, D_0 = 0,1 мм; *3* – f = 60 ГГц, D = 0,6 мм. Линии на вставке соответствуют зависимости $d_{max}(D/\lambda_D)$ из (2). Не заштрихованы области прозрачности $(d < d_{max})$ пленки

электромагнитной волны, при $d > d_c$ бо́льшая часть мощности падающей волны отражается от пленки.

Рассмотрим теперь поглощение волны в пленке, нанесенной на диэлектрическую подложку толщиной D. Диэлектрическая проницаемость подложки равна ϵ, потерями в ней пренебрегаем. Зависимости P/P_0 (d/δ), полученные в результате стандартного решения уравнений Максвелла с граничными условиями для такой структуры, приведены на рис.1. Если толщина подложки $D = \lambda_D n/2$ $(n = 0, 1, 2, ..., \lambda_D = \lambda_0/\epsilon^{1/2}$ – длина волны в диэлектрике), то в поглощении пленки имеется тот же максимум при $d = d_c$ (кривая *1*). При $D = \lambda_D(2n+1)/4$ амплитуда максимума уменьшается в несколько раз, а его положение достигает величины $d = d_c(\epsilon+1)/2$ (кривая *2*). Для других значений D, не равных $\lambda_D n/4$, амплитуда и положение этого максимума имеют промежуточные значения (кривая *3*).

Например, эпитаксиальные пленки YBaCuO напыляются на диэлектрические подложки, проницаемость ϵ которых меняется примерно от 10 (MgO, Al_2O_3) до 24 ($LaAlO_3$), а тангенс угла потерь $\mathrm{tg}\kappa \leq 10^{-5}$ [3]. При комнатной температуре удельное сопротивление $\rho_{YBaCuO} \simeq 400$ мкОм·см, так что в зависимости от размера подложки D критическая толщина такой пленки изменяется от $d_c \simeq$ $\simeq 200$ Å до $d_c(\epsilon+1)/2 \geq 1000$ Å.

Еще большее значение критической толщины получается в том случае, когда подложка ограничена с задней стороны металлическим экраном, отражающим почти все падающее на него излучение. Тогда максимальное критическое значение $d = \pi\delta/2$ при толщине подложки $D = \lambda_D n/2$. Амплитуда максимума $P(\pi\delta/2) \simeq 1,09P_0$. За исключением значений D в очень малых окрестностях вблизи $\lambda_D n/4$, равных глубине скин-слоя в пленке, зависимость поглощения P от толщины d

$$P(d) = P_0\delta d/(d^2 + dd_c + d_{max}^2) \tag{1}$$

имеет максимум, положение и величина которого определяются выражениями

$$d = d_{max} = d_c(1 + \epsilon\mathrm{ctg}^2\alpha)^{1/2}/2, \qquad P = P_{max} = P_0\delta/(d_c + 2d_{max}), \tag{2}$$

где $\alpha = 2\pi D/\lambda_D$. Зависимости $P(d)$ совпадают для любых толщин D из набора

$$D_0 = |D - \lambda_D n/2|, \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \qquad 0 < D_0 < \lambda_D/4, \tag{3}$$

так что при $n = 1$, например,

$$P(d, \lambda_D/2 + D_0) = P(d, \lambda_D/2 - D_0) = P(d, D_0). \tag{4}$$

Зависимость амплитуды и положения максимума (2) от частоты падающей волны и толщины подложки содержится в $\mathrm{ctg}^2\alpha$. Характерное представление о масштабах P_{max} и d_{max} дают зависимости P/P_0 (d) на рис.2. Обратим внимание, что при заданной частоте положение максимума в поглощении "регулируется" надлежащим выбором толщины подложки D.

Выразив величины P_0, δ, d_c и d_{max} в (1) через σ, получим, что при изменении проводимости пленки $\sigma(T)$ в потерях

$$P \propto \sigma/(\sigma^2 + \sigma\sigma_0 + \sigma_{max}^2), \qquad \sigma_0 = c/2\pi d, \qquad \sigma_{max} = \sigma_0(1 + \epsilon\mathrm{ctg}^2\alpha)^{1/2}/2 \tag{5}$$

имеется максимум при $\sigma = \sigma_{max}$. Из (2), (5) следует, что температурный ход потерь в массивном образце будет отличаться от зависимости поглощения $P(T)$ для тонкой пленки в области прозрачности (при $d < d_{max}$ на вставке рис.2). На вставке рис.3 для трех значений d приведены кривые $P(T)/P_0(300\,\mathrm{K})$ в предположении, что удельное сопротивление пленки $\rho = 1/\sigma$ пропорционально температуре: $\rho = AT$, $A = 1,5$ мкОм·см/К. При уменьшении толщины пленки убывающая по мере понижения температуры зависимость сменяется возрастающей. Заметим, что вне области прозрачности потери в тонкой пленке очень велики (штриховая кривая *4*).

Таковы простейшие проявления особенностей экранирования поля пленкой, находящейся в нормальном состоянии.

3. Если в рассматриваемой нами структуре с уменьшением температуры пленка переходит в сверхпроводящее состояние при $T = T_c$, то ее проводимость становится комплексной: $\sigma_s = \sigma_{1s} - i\sigma_{2s}$. Например, в двухжидкостной модели

$$\sigma_{1s} = \sigma_n(T/T_c)^4, \qquad \sigma_{2s} = c^2/4\pi\omega\lambda_L^2(T) = c^2[1 - (T/T_c)^4]/4\pi\omega\lambda_L^2(0), \tag{6}$$

где σ_n – проводимость при $T = T_c$, $\lambda_L(T)$ – глубина проникновения поля в сверхпроводник при $T < T_c$. За исключением очень близких к T_c температур отношение $\sigma_{1s}/\sigma_{2s} \ll 1$. Как и в нормальном состоянии, при $T < T_c$ в поглощении $P(d)$ имеется максимум $P_m = P_0\lambda_L/(d_m + d_{cs}\epsilon^{1/2}\mathrm{ctg}\alpha)$ при

$$d = d_m = d_{cs}(1 + \epsilon\,\mathrm{ctg}^2\alpha)^{1/2}, \qquad d_{cs} = 2\pi\lambda_L^2/\lambda_0. \tag{7}$$

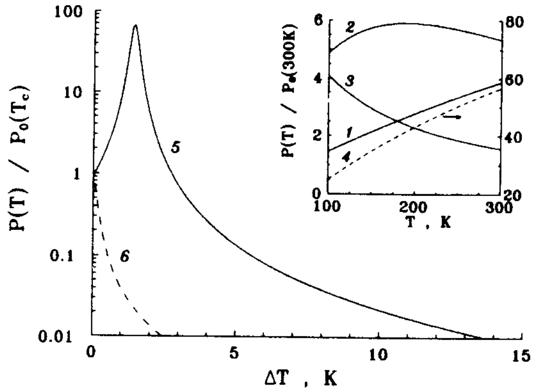

Рис.3. Зависимости $P(T)$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях пленки на частоте 60 ГГц. На вставке кривые *1–3* построены для $d = 10000$ Å, 2400 Å, 500 Å, соответственно, и при параметрах подложки $D = 0,6$ мм, $\epsilon = 16$. Штриховой линией *4* изображен температурный ход потерь для тонкой ($d = 500$ Å) пленки вне области прозрачности ($D = 0,3$ мм). На рисунке $\Delta T = T_c - T$, $T_c = 90$ К; кривая *5*: $d = 300$ Å, $D = 0,5$ мм, $\epsilon = 24$. Потери в такой пленке значительно превышают потери в массивном образце (кривая *6*, рассчитанная в двухжидкостной модели)

Однако из-за различия проводимостей σ_s и σ_n и глубин проникновения λ_L и δ размерные особенности в нормальном и сверхпроводящем состояниях пленки проявляются по-разному:

а) при $T < T_c$ не выполняются равенства (4), и амплитуда максимума при толщинах подложки

$$\lambda_D(2n+1)/4 < D < \lambda_D(n+1)/2 \qquad (8)$$

существенно больше, чем при других значениях D;

б) при $T < T_c/2$ величина $\lambda_L(T) \simeq \lambda_L(0) \ll \delta$. Поэтому в (7) $d_m \ll d_{max}$ из (2), и для реальных толщин $d > d_m$ пленок имеет смысл говорить лишь об увеличении потерь $P(d)$ при $d \leq \lambda_L(0)$;

в) при $T > T_c/2$ и приближении к T_c из-за резкого роста $\lambda_L(T)$ в зависимости $P(T)$ особенность (7) проявляется в виде узкого максимума, заметного при толщинах подложки D из интервалов (8). График $P(T)/P_0(T_c)$, рассчитанный в двухжидкостной модели (6), показан на рис.3 (кривая *5*). Температура T_m в максимуме P определяется величиной $\lambda_L(T_m) \simeq (D_0 d)^{1/2}$, где D_0 находится из (3). При данном значении D_0 разность $T_c - T_m$ тем больше, чем меньше толщина пленки. Возможно, именно проявлением размерной особенности объясняется наблюдавшийся в эксперименте [4] максимум в зависимости микроволнового поглощения от температуры $T < T_c$ для тонкой ($d \simeq 350$ Å) пленки BiSrCaCuO на подложке из MgO. Ширина максимума составляла несколько градусов, а его амплитуда превышала фоновый сигнал поглощения при $T < T_c$ в десятки раз.

4. В литературе активно обсуждается вопрос о природе максимума в микроволновой проводимости $\sigma_1(T)$ вблизи T_c в тонких пленках YBaCuO [5–8]. В эксперименте пленка на диэлектрической подложке помещается в волновод [5–7] или в резонатор в качестве оконечной нагрузки [8–10]. Мы хотим обратить внимание на то, что, определяя из этих измерений проводимость σ_1, необходимо учитывать специфику экранирования поля YBaCuO пленкой также и в случае, когда ее толщина $d > \lambda_L(0) \simeq 0,14$ мкм.

Пусть пленка на подложке занимает дно цилиндрического медного резонатора. Используя выражения (6), можно найти температурную зависимость импеданса $Z = R + iX = 4\pi E(0)/cH(0)$ пленки при $T \leq T_c$ ($E(0)$ и $H(0)$ – электрическое и магнитное поля на поверхности пленки, сформированные в результате многократных отражений). Например, для пленки с $\rho(100\,\mathrm{K}) = 150$ мкОм·см и $d = 0,25$ мкм независимо от толщины $D < \lambda_D/2$ подложки поверхностное сопротивление $R(T) \propto P(T)$ резко уменьшается при $T \leq T_c$ и не имеет особенностей, что и наблюдается в экспериментах. Полагая теперь, что Z есть измеренный импеданс пленки, для вычисления проводимости σ_1 воспользуемся обычным локальным соотношением $Z = 2[i\pi\omega/(\sigma_1 - i\sigma_2)]^{1/2}/c$. Тогда получим, что функция $\sigma_1(T)$ немонотонна: она возрастает от $T = T_c$, достигает максимума при $T \simeq 0,9T_c$, а затем убывает, совпадая с $\sigma_{1s}(T)$ из (6) при $T < 0,7T_c$. Такое поведение $\sigma_1(T)$ вблизи T_c неадекватно истинной температурной зависимости проводимости σ_{1s} пленки в исходно принятой для расчета Z модели (6) потому, что в данном примере непригодна стандартная связь Z и σ. В каждом конкретном случае при определении правильного соотношения между проводимостью тонкой пленки и измеряемыми величинами должны быть учтены эффекты экранирования поля пленкой в реальных условиях эксперимента.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и В.А.Гражулису за интерес к работе, Г.И.Левиеву за критические замечания.

---

1. S.Fahy, C.Kittel, and S.G.Louie, Am. J. Phys. **56**, 989 (1988).
2. O.G.Vendik, Yu.V.Likholetov, S.F.Karmanenko, et al., Physica C **179**, 91 (1991).
3. T.Konaka, M.Sato, H.Asano, et al., J. Supercond. **4**, 283 (1991).
4. K.Sugawara, T.Sugimoto, D.J.Baar, et al., Physica C **185-189**, 2269 (1991).
5. P.H.Kobrin, J.J.Cheung, W.W.Ho, et al., Physica C **176**, 121 (1991).
6. F.A.Miranda, W.L.Gordon, K.B.Bhasin, et al., J. Appl. Phys **70**(10), 5450 (1991).
7. D.Zhang, D.V.Plant, H.R.Fetterman, et al., Appl. Phys. Lett. **62**(11), 1298 (1993).
8. N.Klein, U.Dähne, U.Poppe, et al., Physica C **185-189**, 1777 (1991).
9. L.Drabeck, K.Holczer, G.Grüner, et al., J. Supercond. **3**, 317 (1990).
10. N.Klein, H.Chaloupka, G.Müller, et al., J. Appl. Phys. **67**, 6940 (1990).