

сколько большая ширина этого перехода, чем определенная из зависимости $\rho(T)$, обусловлена тем, что величину N_{min} определяет поверхностный импеданс ВТСП-пленки на частоте возбуждаемых волн. Температурные зависимости его действительной части для керамических образцов состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ были исследованы в работе [9], ширина перехода превышала таковую для статического поверхностного сопротивления.

Авторы выражают признательность А.П.Некрасову за изготовление измерительной ячейки на пленке ЖИГ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S e s h a d r i S.R. // Proc. IEEE. 1970. V. 58. N 3. P. 506-507.
- [2] B o n g i a n n i W.L. // JAP. 1972. V. 43. N 6. P. 2541-2548.
- [3] Y u k i m a T., T a k e d a S., A b e K., I k e n o u e J. // IEEE Trans. on MAG. 1980. V. MAG-16. N 5. P. 687-689.
- [4] Гусев Б.Н. Автореф. канд. дис. Л., 1987.
- [5] Лебедь Б.М., Яковлев С.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 19. С. 27-30.
- [6] Афиногенов В.Б., Ползикова Н.И., Зильберман П.Е. // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. В. 19.
- [7] M o n t g o m e r y H.C. // JAP. 1971. V. 42. N 7. P. 2971-2975.
- [8] Чивилева О.А., Эмирян Л.М., Гусев Б.Н. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 534-536.
- [9] Бельски М., Вендик О.Г., Гайдуков М.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Приложение. С. 172-175.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
14 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

01; 09

© 1990

ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ

В.В. С и д о р е н к о в, В.В. Т о л м а ч е в

Экспериментально установлено [1], что электромагнитную интерференцию в металлической пластинке можно наблюдать, если на ее противоположную сторону подать другую электромагнитную волну, когерентную с первой. Проявляющееся при этом явление туннельной электромагнитной интерференции (внутри пластинки реальная часть волнового вектора пренебрежимо мала в сравнении

с его мнимой частью) теоретически исследовалось в [2] для слоя диэлектрика при полном внутреннем отражении. В настоящей работе рассматриваются основные энергетические соотношения для интерференционного потока при туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках в СВЧ диапазоне.

На основе решения электродинамической задачи для плоскопараллельной пластинки металла толщиной d и электропроводностью σ можно получить выражения для отраженных от пластинки потоков электромагнитной энергии, которые при нормальном падении на пластинку с противоположных ее сторон двух когерентных волн частоты ω , с амплитудами A и B , начальными фазами φ и ψ имеют вид:

$$I_a = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (RA^2 + DB^2 + 2\sqrt{RD} AB \sin(\varphi - \psi + \delta)),$$

$$I_b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (DA^2 + RB^2 + 2\sqrt{RD} AB \sin(\psi - \varphi + \delta)). \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные; R и D коэффициенты отражения и прохождения по интенсивности каждой из волн [3]; δ — фазовый сдвиг, определяемый оптической разностью хода волн в пластинке

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{[1 - \frac{n^2}{\mu^2}(1 + \alpha^2)] \operatorname{th}(2d\sqrt{\alpha}/d_s) + [1 + \frac{n^2}{\mu^2}(1 + \alpha^2)] \operatorname{tg}(2d/d_s \sqrt{\alpha})}{[1 - \frac{n^2}{\mu^2}(1 + \alpha^2)] \operatorname{tg}(2d/d_s \sqrt{\alpha}) + [1 + \frac{n^2}{\mu^2}(1 + \alpha^2)] \operatorname{th}(2d\sqrt{\alpha}/d_s)}, \quad (2)$$

n , α и μ — показатель преломления, коэффициент экстинкции и относительная магнитная проницаемость материала пластинки соответственно; $d_s = \sqrt{2/\mu\mu_0\sigma\omega}$ — глубина скин-слоя.

Согласно (1), отраженные от пластинки электромагнитные потоки энергии I_a и I_b , кроме потоков, связанных с каждой волной, пропорциональных A^2 и B^2 , содержат интерференционный поток, определяемый произведением амплитуд AB обеих волн. При этом интерференционный поток зависит от разности начальных фаз волн $\varphi - \psi$ и эффективной толщины пластинки d/d_s , определяющей фазовый сдвиг δ .

Величину $2\sqrt{RD}$ по аналогии с обычным коэффициентом прохождения пластинки D [3] можно назвать коэффициентом интерференционного прохождения T [2]. Видно, что интерференционный поток в пластинке обычно ($d \gg d_s$) больше проходящего потока одной волны и обеспечивает перераспределение энергии между обоими отраженными потоками I_a и I_b . Изменяя параметры волн A , φ и B , ψ , можно добиться, чтобы один из отраженных потоков оказался равным нулю: при $\eta = A^2/B^2 = R/D$ и $\varphi - \psi + \delta = -\pi/2$ обращается в нуль поток I_a , а при $\eta = D/R$ и $\varphi - \psi + \delta = -\pi/2$ — поток I_b . Для толстой пластинки ($d \gg d_s$) коэффициент T больше коэффи-

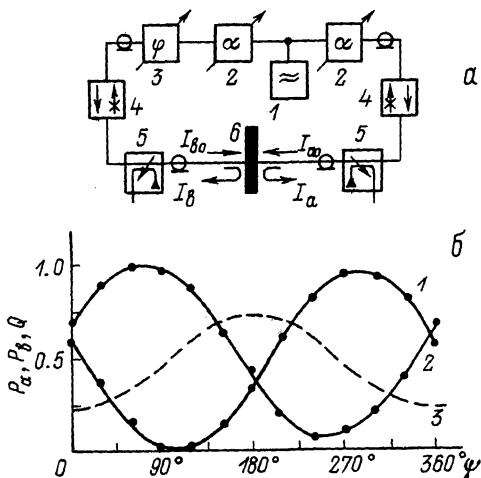


Рис. 1.

коэффициента D на несколько порядков, поэтому с помощью явления туннельной интерференции реализуется своеобразное „просветление“ металла для электромагнитных волн. Этот факт экспериментально установлен [1] для волн оптического диапазона.

Из закона сохранения энергии на основе (1) определим мощность электромагнитной энергии, поглощаемую в пластинке, которая при нормировании на $I_{a0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} A^2$ запишется в виде

$$Q = (1 - R - D)(1 + \eta) - 2T\sqrt{\eta} \sin S \cos(\varphi - \psi). \quad (3)$$

Второе слагаемое в (3) описывает интерференционный поток, в зависимости от разности начальных фаз падающих волн $\varphi - \psi$ усиливающий, либо ослабляющий поглощение электромагнитной энергии в пластинке.

Анализ выражений для R, D [3] и S (2) показывает, что соотношение (3) удовлетворяет неравенству $\sin S (1 - R - D) / T$, отвечающему условию поглощения ($Q \geq 0$). При этом поглощение в пластинке с учетом интерференции не может увеличиться более чем в два раза в сравнении с обычным поглощением (первое слагаемое в (3)). Интересно, что интерференционный поток, проходящий в пластине, влияющий на поглощение, может при $d \gg d_s$, как отмечалось выше, на несколько порядков превышать обычной проходящий поток ($T \gg D$). Следовательно, прохождение интерференционного потока электромагнитной энергии через металлическую пластинку оказывается как бы бездиссипативным и обязано эффекту интерференционного туннелирования [1].

Для экспериментальной проверки энергетических соотношений для туннельной электромагнитной интерференции использовалась установка (рис. 1), представляющая собой СВЧ-интерферометр, выполненный на коаксиальных линиях.

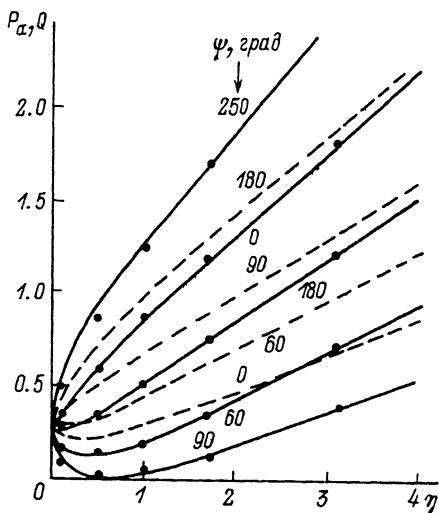


Рис. 2.

Регистрация потоков I_a и I_b производилась с помощью направленных ответвителей (5), включенных с обеих сторон исследуемого образца (6). Ферритовые вентили (4) в каналах интерферометра устраняют воздействие на генератор (1) отраженных от образца электромагнитных волн. Изменение фазы одной из волн осуществлялось фазовращателем (3), выполненным на основе измерительной линии, работающей в режиме бегущей волны. Атенюаторы (2) служат для регулировки амплитуд падающих волн.

Измерения проводились на пленке металлического конденсата (цинк, $d \sim 5000 \text{ \AA}$), полученной вакуумным резистивным напылением на подложку слюды толщиной $\sim 0,1$ мм. Коэффициенты отражения $R = I_a/I_{a0}$ и прохождения $D = I_b/I_{a0}$ определялись при закрытом втором канале интерферометра и на частоте 3008 МГц составляли $R = 0,41$ и $D = 0,27$. При подаче второй волны I_{b0} интенсивности отраженных электромагнитных потоков справа и слева от образца изменялись и существенно зависели от амплитуды и фазы этой волны.

Экспериментальные зависимости (точки) энергетических потоков $P_a = I_a/I_{a0}$ и $P_b = I_b/I_{a0}$, нормированных на интенсивность первой падающей на пластинку волны, от начальной фазы второй волны ψ для значения ее относительной интенсивности $\eta = I_{b0}/I_{a0} = 0,53$ представлены на рис. 1, б. Видно, что зависимости $P_a(\psi)$ и $P_b(\psi)$ не являются строго противофазными и имеют сдвиг на $\Delta\psi = 2\delta = 30^\circ$. При этом значение минимума $P_a(\psi)$, близкое к нулю, вполне отвечает вышеприведенным условиям при $\delta = 15^\circ$. На рис. 1, б нанесены также расчетные зависимости $P_a(\psi)$ (кривая 1) и $P_b(\psi)$ (кривая 2), вычисленные по формулам (1) для $R = 0,41$, $D = 0,27$ и $\delta = 15^\circ$ при $\eta = 0,53$, хорошо со-

гласующиеся с экспериментом. Здесь же приведены рассчитанные по соотношению (3) зависимости поглощаемого в образце потока энергии $Q(\psi)$ (кривая 3), нормированного на I_{a0} .

На рис. 2 представлены расчетные зависимости энергетических потоков $P_a(\eta)$ (сплошные линии) и $Q(\eta)$ (штриховые линии) для ряда значений ψ (R, D и S указаны выше). Точками нанесены результаты измерений зависимости $P_a(\psi)$ при $\eta = 0.1, 0.53, 1.0, 1.69, 3.09$. Видно, что проявление интерференционных эффектов с ростом η уменьшается, но является существенным в области $\eta < 1$.

Результаты, приведенные в настоящей работе, показывают, что использование второй электромагнитной волны, когерентной с первой, позволяет реализовать явление интерференции в металлических пластинках, в определенной мере аналогичное обычной интерференции в пластинках диэлектрика. Наряду с этим, выявляются характерные особенности электромагнитной интерференции в металлических пластинках, главные из которых: во-первых, возможность активного управления параметрами энергетического потока волны, проходящей через металлическую пластинку; во-вторых, наличие своеобразного интерференционного поглощения энергии, существенно влияющего на эффективность взаимодействия проводника с электромагнитным полем. Проявление интерференции в механизме диссипации энергии в срезах с высоким поглощением нетривиально с физической точки зрения, не имеет аналогов в обычных интерференционных эффектах и является характерным именно для туннельной интерференции.

В заключение важно отметить, что интерференция с перекрытием полей в туннельной области должна наблюдаться для волн произвольной физической природы. Примером тому может служить туннельный ток в эффекте Джозефсона [4], величина которого много больше обычного туннельного тока, что обусловлено в конечном итоге интерференцией волновых функций когерентных сверхпроводящих электронов в области туннельного контакта. По нашему мнению эффекты туннельной интерференции представляют несомненный научный интерес, требуют дальнейшего изучения и являются перспективными для многочисленных технических приложений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. В. 22.
- [2] Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В. Интерференционная прозрачность плоскопараллельной пластинки при падении на нее с двух сторон плоских электромагнитных волн. Сб.: Механика сплошной среды. М.: ВЗПИ, 1984. С.3-15.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 581-585.

[4] Л и х а р е в К.К., У л ь р и х Б.Т. Системы с джоозефсоновскими контактами. М.: МГУ, 1978. С. 15-29.

Поступило в Редакцию
10 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05.1

© 1990

ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ ПРИ НАГРУЖЕНИИ ХРУПКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.М. Ш и р я е в, А.Ф. Ш у р о в

Многие конструкционные материалы, бетоны, керамика, графит и т.д. относятся к классу хрупких композитов. При их нагружении практически отсутствует заметная макроскопическая пластическая деформация. Они характеризуются значительной структурной гетерогенностью, которая, в частности, проявляется в неоднородности их физико-механических свойств. В разрушении этих материалов существенное значение занимает фаза объемного накопления повреждений — микротрещин, характерный размер которых определяется размерами структурных элементов материала с последующим укрупнением и слиянием повреждений [1]. При прочностных испытаниях хрупких композитов и элементов конструкций на их основе экспериментатор сталкивается с большим разбросом результатов даже при испытаниях визуально идентичных образцов. Это затрудняет прогноз индивидуального ресурса деталей и элементов конструкций на основе данных базовых испытаний, диктует необходимость использования методов неразрушающего контроля прочности (НК), позволяющих контролировать кинетику дефектов под нагрузкой.

Известно, что параметры акустической эмиссии (АЭ), сопровождающей нагружение материала, с той или иной степенью точности отражают развитие поврежденности. Это служит основой огромного числа исследований, посвященных разработке принципов построения систем и методов НК по данным АЭ. Наиболее простой и естественной представляется связь суммарной АЭ n_{Σ} , т.е. числа элементарных актов (событий) АЭ, с числом микротрещин и их скачков в хрупком гетерогенном материале. Информативность этого параметра для задач НК доказывает то обстоятельство, что практически все используемые в нашей стране и за рубежом средства акустоэмиссионного контроля обеспечивают измерения n_{Σ} .