

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОПОЛЕВОГО ОТКЛИКА ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

С.А.Виткалов, М.М.Рзаев, Д.Н.Токарчук

На гранулированных сверхпроводящих пленках $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T = 77$ К обнаружено, что магнитополевые зависимости СВЧ поглощения (9 ГГц) P_Ω и ВЧ экранирования (100 кГц) P_ω совпадают при удвоении для СВЧ отклика масштаба магнитного поля H . Частота магнитополевых осцилляций dP_Ω/dH в два раза больше, чем частота осцилляций dP_ω/dH . Предложена модель, объясняющая это удвоение и магнитополевую зависимость.

Микроволновое поглощение керамическим высокотемпературным сверхпроводником $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в магнитном поле имеет несколько характерных черт. Наряду с плавной зависимостью СВЧ поглощения от магнитного поля имеет место шумоподобная осцилляционная зависимость, связанная с наличием "эффективных" контуров в образце ¹. С другой стороны, температура сверхпроводящего перехода случайных алюминиевых сеток ² демонстрирует осцилляции T_c по магнитному полю, соответствующие проникновению кванта $\Phi_0 = \hbar c/2e$ через несколько ячеек. Представляет интерес понять, как связаны экранирующие свойства гранулированных сверхпроводников на достаточно низких частотах и микроволновое поглощение в них.

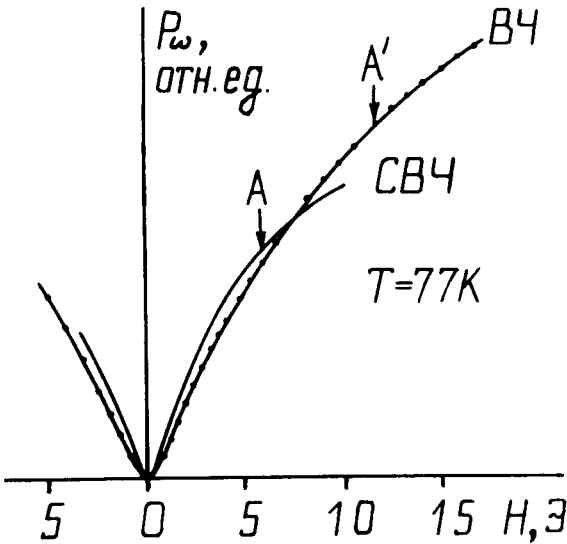


Рис. 1. Сплошные линии – экспериментальные зависимости микроволнового поглощения (СВЧ) и высокочастотного экранирования (ВЧ) от магнитного поля. Точки – результат преобразования кривой СВЧ: удвоение масштаба по оси абсцисс и подгонка масштаба по оси ординат до наилучшего совпадения с кривой ВЧ (при этом точка А переходит в точку А')

Эксперименты проводились на поликристаллических пленках, полученных лазерным напылением. Для создания неоднородностей, пленки подтравливались ионным пучком через металлическую сетку с прямоугольным сечением 50×50 мкм². Эта процедура позволяла усилить немонотонность диамагнитного отклика в зависимости от внешнего магнитного поля.

Для изучения диамагнитного экранирования образец помещался между приемной и передающей катушками, имеющими размеры $2 \times 2 \times 2$ мм³, работающими на частоте $100 \div 150$ кГц. Образец с катушками помещался в соленоид и изучалась зависимость экранирования от магнитного поля H , а также производная этой зависимости по H . Для изучения микроволнового поглощения образец помещался на дно прямоугольного резонатора (мода TE_{102}), работающего на частоте 9,0 ГГц. Эксперименты проводились в атмосфере газообразного гелия. Температура измерялась угольным сопротивлением. Амплитуда модуляции поля H была порядка 10 мЭ, частота модуляции – 15 Гц.

На рис. 1 приведены зависимости СВЧ поглощения и диамагнитного экранирования от магнитного поля. Если удвоить масштаб поля H для СВЧ отклика и подогнать масштаб по оси y до наилучшего совпадения кривых СВЧ и ВЧ, то кривая СВЧ переходит в кривую, обозначенную точками, которая значительно лучше согласуется с кривой ВЧ. На рис. 2 приведены фурье-образы осцилляций по магнитному полю производных СВЧ поглощения и ВЧ экранирования. Видно, что характерная частота осцилляций СВЧ отклика в два раза больше. Если определить характерный период осцилляций для СВЧ отклика из рис. 2, а также определить величину фактора диамагнитного размагничивания из экспериментов на низких частотах (≈ 5), то для характерных площадей контуров, дающих вклад в магнитополевую отклик, получим величину $S \sim 1400 \text{ мкм}^2$, что значительно больше как средней площади поликристаллов ($\sim 10^3 \div 50 \text{ мкм}^2$), так и средней площади отдельного джозефсоновского перехода между гранулами ($\sim 4 \text{ мкм}^2$). Это означает, что как ВЧ, так и СВЧ магнитополевой отклик определяется набором контуров с характерным размером $L_\varphi \sim \sqrt{S} \sim 40 \text{ мкм}$. Рассмотрим отдельный джозефсоновский переход между гранулами i и j , шунтированный набором сверхпроводящих контуров \tilde{x}_k . Если разность фаз между гранулами $-\varphi_{ij}$, а контур \tilde{x}_k пронизывает поток магнитного поля Φ_k , то полный сверхпроводящий ток из гранулы i в гранулу j равен сумме токов I_k по контурам \tilde{x}_k :

$$I_{ij} = \sum_{\tilde{x}_k} I_k(\tilde{x}_k, \varphi_{ij}, \Phi_k/\Phi_0) \quad (1)$$

где I_k пропорционален комплексному кондактансу $\sigma(\tilde{x}_k)$ контура \tilde{x}_k : $I_k \sim |\sigma(\tilde{x}_k)| e^{i\theta(\tilde{x}_k)}$, где Φ_0 – квант потока. Если к переходу ij приложено переменное напряжение $V_\omega = V_0 e^{i\omega t}$, то разность фаз φ_{ij} осциллирует на частоте ω :

$$\frac{d\varphi_{ij}}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V_\omega; \quad \varphi_{ij} = \varphi_{ij}^0 + \frac{2e}{i\hbar\omega} V_0 e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка. Для простоты будем считать, что контур \tilde{x}_k содержит один джозефсоновский переход, определяющий ток через контур \tilde{x}_k , а также, что этот ток мал, так что для разности фаз на этом переходе имеем: $\Delta\varphi_k \approx -\varphi_{ij} - \Phi_k/\Phi_0$. Мы считаем также, что этот переход шунтирован емкостью C_k . Найдем изменение тока от магнитного поля через переход ij на низких частотах: $\omega \rightarrow 0$. В этом случае влиянием емкостей C_k можно пренебречь и для среднего изменения тока имеем:

$$\begin{aligned} \langle \Delta I_{ij}^\omega \rangle &= \langle I_{ij}^\omega(H) - I_{ij}^\omega(0) \rangle = \left\langle \sum_{\tilde{x}_k} [\sigma_\omega(\tilde{x}_k, H) - \sigma(\tilde{x}_k, 0)] \right\rangle V_\omega \approx \\ &\approx \frac{2e}{i\hbar\omega} \langle I_k \rangle \left\langle \sum_{\tilde{x}_k} [\cos(\Phi_k/\Phi_0) - 1] \right\rangle V_\omega \approx A \int_0^\infty e^{-x/L_\varphi} [\cos(\frac{\alpha}{d} Hx) - 1] dx, \end{aligned} \quad (3)$$

где A – константа. При переходе в (3) от суммирования к интегрированию мы учли, что число контуров \tilde{x}_k с концами в i и j , состоящих из N_k гранул пропорционально $1/N_k$, и в среднем такой контур пронизывается потоком $\Phi_k = HS_k \approx \alpha \hbar N_k$ (мы считаем расположение гранул случайным, поэтому площадь контура \tilde{x}_k равна $S_k \approx (d\sqrt{N_k})^2 = d^2 N_k$, где d – размер гранул), где α – константа, зависящая от размеров гранул, их расположения и величины фактора размагничивания. Мы считаем также, что $\varphi_{ij}^0 \approx 0$ и размер области суммирования $L_\varphi \gg d$. Рассмотрим случай высоких частот, когда вклады от емкостей C_k в кондактанс $\sigma(\tilde{x}_k)$ становятся сравнимыми с индуктивностями джозефсоновских переходов. В этом случае кондактанс $\sigma(\tilde{x}_k)$ – комплексное число со случайной фазой, зависящей от величины индуктивности и емкости C_k на контуре \tilde{x}_k . В этом случае средние типа (3) сильно подавляются из-за наличия случайной фазы $\Theta(x_k)$ в (1). Однако, если мы рассмотрим изменение от магнитного по-

ля среднего от модуля I_{ij}^ω , то останется неисчезающий при усреднении по реализациям вклад от произведения $\sum_k \tilde{x}_k$ на $(\sum_m \tilde{x}_m)^*$. Окончательное выражение имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \Delta | I_{ij}^\omega | \rangle &= \langle | I_{ij}^\omega(H) | - | I_{ij}^\omega(0) | \rangle \approx \\ &\approx \frac{e}{i\hbar\omega} \langle I_K \rangle \langle \sum_k \tilde{x}_k \sum_m \tilde{x}_m \exp i[\Theta(\tilde{x}_k) - \Theta(\tilde{x}_m)] [\cos(\Phi_k/\Phi_0)\cos(\Phi_m/\Phi_0) - 1] \rangle V_\omega \approx \\ &\approx \frac{A}{2} \langle \sum_k [\cos(2\Phi_k/\Phi_0) - 1] \rangle \approx \frac{A}{2} \int_0^\infty e^{-x/L_\varphi} [\cos(2\frac{\alpha}{d} Hx) - 1] / x dx. \end{aligned} \quad (4)$$

Мы видим, что это выражение чувствительно к вдвое меньшему полю H , чем (3).

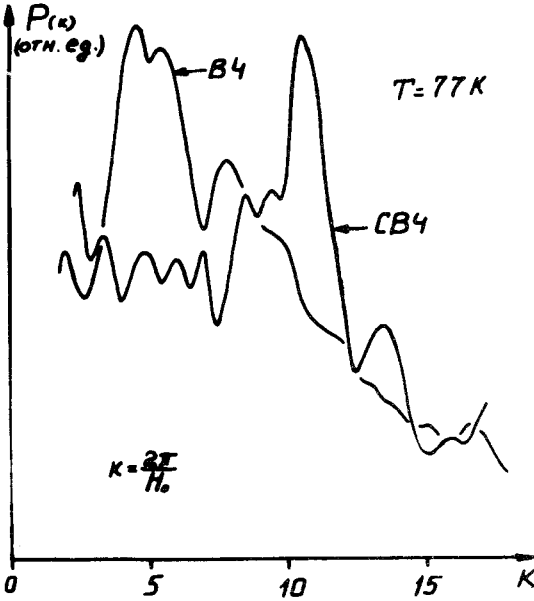


Рис. 2. Фурье спектр шумоподобных осцилляций СВЧ поглощения и ВЧ экранирования по магнитному полю. Образец №1 после ионного травления ($H_0 = 0,7 \text{ Э}$).

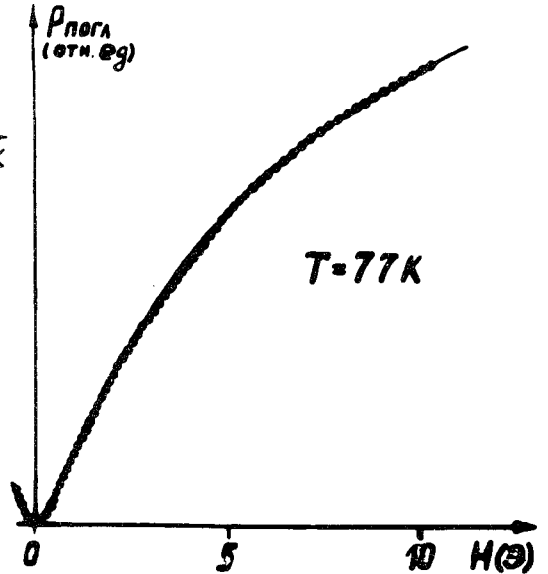


Рис. 3. Зависимость СВЧ поглощения от магнитного поля H . Точки – эксперимент, сплошная кривая – теория (форм. (4)). Два подгочных параметра: масштаб по оси x и по оси y .

В эксперименте на СВЧ образец расположен в пучности магнитного поля, т.е. задается СВЧ ток через гранулы i и j . Это приводит к изменениям величины напряжения V_ω на переходе при изменении H , а, следовательно, поглощения в нем, если, например, он шунтирован сопротивлением R . На рис. 3 приведено сравнение экспериментальной и теоретической (4) зависимости СВЧ поглощения от магнитного поля H . Используя измеренный фактор размагничивания (≈ 10) и размер гранулы 3 мкм, из рис. 3 и (4) находим $L_\varphi \approx 50$ мкм.

Авторы выражают благодарности П.И.Арсееву, В.Ф.Гантмахеру, А.И.Ларкину, Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения и Э.И.Заварицкой за поддержку исследований.

Литература

1. *Tyagi S. et al.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1988, 21, L 827.
2. *Steinmann R.G., Pannetier B.* Europhys. Lett., 1988, 5, 559.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 декабря 1989 г.
