

РЕКОМБИНАЦИЯ КВАЗИЧАСТИЦ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В. Н. Алфеев, Л. Н. Неустроев

При облучении сверхпроводников светом с энергией квантов, превышающей энергию связи куперовской пары 2Δ , в сверхпроводнике возникают избыточные квазичастицы. Время релаксации их концентрации рассчитывалось в работах [1, 2]. Однако в этих работах не учитывалась возможность воздействия на сверхпроводник теплового излучения окружающей среды (фона), имеющего значительно более высокую температуру. Проведенный ниже расчет показывает, что в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) концентрация квазичастиц, генерируемых комнатным фоном, становится больше равновесной концентрации при температурах $T \lesssim 20 \div 30$ К. Как следствие, в этой области температур происходит насыщение температурной зависимости $\tau(T)$ и величина τ ограничивается интенсивностью фонового потока. В отсутствие фонового излучения (источник света расположен внутри криостата) $\tau \propto \exp(-\Delta/kT)$, т. е. τ экспоненциальным образом зависит от Δ . Поскольку величина Δ в ВТСП известна с невысокой точностью, то сопоставление величины τ , измеренной в отсутствие фонового излучения, с результатами расчета τ в рамках какой-либо модели не имеет смысла. Если же источник света расположен вне криостата, то из-за наличия фонового излучения величина τ , как показано ниже, в области гелиевых температур зависит от Δ степенным образом (в частном случае электрон-фононного механизма сверхпроводимости $\tau \propto \sqrt{\Delta}$). Поэтому сопоставление измеренного и расчетного значений τ при наличии фонового излучения позволяет судить о механизме высокотемпературной сверхпроводимости.

Рассмотрим случай, когда световой поток, падающий на сверхпроводник, состоит из двух частей: слабого сигнала, плотность потока квантов которого J_c модулирована во времени с частотой Ω , и произвольной интенсивности стационарного фона с плотностью потока квантов J_ϕ . Будем считать, что механизм сверхпроводимости является фононным. В этом случае амплитуда колебаний односпиновой концентрации генерируемых фотосигналом квазичастиц δn_σ может быть рассчитана с помощью уравнений Ротварфа—Тейлора [1]. Результат расчета имеет вид

$$\delta n_\sigma = \beta J_c \tau d^{-1} (1 + \Omega^2 \tau^2)^{-1/2},$$

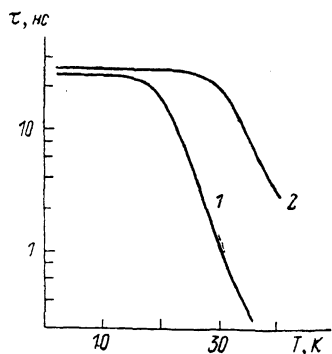
где

$$\tau = \frac{1}{2} \sqrt{d (1 + \tau_{\sigma\sigma} \tau_B^{-1}) / \gamma [\beta J_\phi + \gamma n_T^2 d (1 + \tau_{\sigma\sigma} \tau_B^{-1})^{-1}]} \quad (1)$$

— время релаксации избыточной концентрации квазичастиц; β — квантовая эффективность поглощения света сверхпроводящей пленкой, толщина которой d ; τ_B , $\tau_{\sigma\sigma}$ — времена жизни фононов с энергией $\hbar \omega_{ph} \simeq 2\Delta$, возникающих при рекомбинации квазичастиц, относительно процессов разрыва куперовских пар и ухода в подложку соответственно; γ — коэффициент рекомбинации квазичастиц, определяемый соотношением $\gamma = (R/n^2)$; R — плотность рекомбинационного потока квазичастиц в случае, когда их односпиновая концентрация равна n ; $n_T = N(0) \sqrt{2\pi kT \Delta} \exp(-\Delta/kT)$ — равновесная односпиновая концентрация квазичастиц; $N(0)$ — односпиновая плотность состояний нормальных электронов на уровне Ферми. При $J_\phi = 0$ формула (1) совпадает с полученной в [1]. Формула для δn_σ справедлива в области частот $\Omega^{-1} \gg \min(\tau_B, \tau_{\sigma\sigma})$. Согласно [1], $\tau_B = (N_{phT} / \gamma n_T^2)$, где $N_{phT} \simeq kT \rho_{ph}(2\Delta) \exp(-2\Delta/kT)$ — равновесная концентрация фононов с энергией $\hbar \omega_{ph} \geq 2\Delta$, $\rho_{ph}(2\Delta)$ — плотность фононных сос-

тояний при $\hbar\omega_{ph} = 2\Delta$. Расчет величины $\rho_{ph}(2\Delta)$ для $YBa_2Cu_3O_7$ с использованием экспериментальных данных работы [3] дает $\rho_{ph}(2\Delta) \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ эВ}^{-1} \times \text{см}^{-3}$. Коэффициент рекомбинации квазичастиц при $kT \ll \Delta$ равен $\gamma = 2\pi G(2\Delta)/\hbar N(0)$ [2], где $G(2\Delta)$ — произведение квадрата матричного элемента электрон-фононного взаимодействия и плотности фононных состояний при $\hbar\omega_{ph} = 2\Delta$. Для $YBa_2Cu_3O_7$ $G(2\Delta) \approx 1$ [4] и $N(0) \approx 9 \cdot 10^{21} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ [5]. При указанных значениях параметров $\gamma \approx 10^{-6} \text{ см}^{-3} \times \text{с}^{-1}$ и $\tau_B \approx 10^{-11} \text{ с}$. Величину τ_{ph} можно оценить с помощью формулы $\tau_{ph} \approx (d/u\chi)$, где u — скорость распространения фононов с энергией $\hbar\omega_{ph} \approx 2\Delta$, χ — вероятность прохождения фононов через границу пленка—подложка. Величина u в ВТСП в настоящее время неизвестна. Можно лишь утверждать, что $u \ll s$, где s — скорость звука. В $YBa_2Cu_3O_7$ $s \approx 5 \times 10^5 \text{ см/с}$ [6]. Для оценки положим $u \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Тогда при характерной толщине ВТСП пленок $d \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ см}$ и $\chi \approx 0.5$ получим $\tau_{ph} \sim 4 \cdot (10^{-10} \div 10^{-9}) \text{ с}$. Проведенные оценки показывают, что в пленках $YBa_2Cu_3O_7$ $\tau_{ph} \gg \tau_B$. Поскольку $\tau_B^{-1} \sim \gamma$, то величина τ в $YBa_2Cu_3O_7$ практически не зависит от γ . Оценки показывают, что этот вывод справедлив и для других ВТСП. С физической точки зрения полученный результат является следствием интенсивного перепоглощения фононов, возникающих при рекомбинации квазичастиц.

На рисунке представлены расчетные зависимости $\tau(T)$ для случая $\beta = 0.5$, $J_\phi = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $d = l_\phi = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, где l_ϕ — длина поглощения инфракрасного излучения в $YBa_2Cu_3O_7$ [7]. Значения остальных параметров при расчете τ использованы те же, что и ранее. Использованная величина J_ϕ соответствует потоку фонового излучения с температурой 300 К, падающему на сверхпроводник в угле 45° . В работе [8] измерена величина τ для пленок $YBa_2Cu_3O_7$ при $T = 4.2 \text{ К}$ и комнатном фоне. Измеренная величина τ составляет $\tau = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, что хорошо согласуется с результатами расчета (см. рисунок). Это говорит в пользу БКШ механизма высокотемпературной сверхпроводимости.



Расчетные температурные зависимости времени жизни квазичастиц для двух значений сверхпроводящей щели: $\Delta_1 = 20$ (1), $\Delta_2 = 30$ мэВ (2).

Список литературы

- [1] Rhyne J. J., Neuman D. A., Gotaas J. A., Beech F., Toth L., Lawrence S., Wolf S., Ososky M., Gubser D. U. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 2294—2298.
- [2] Dьяченко А. И., Квачев А. А., Свистунов В. М., Землянов М. Г., Паршин П. П., Черноплёков Н. А. // Сверхпроводимость. М., 1988. В. 4. С. 65.
- [3] Gupta R. P., Gupta M. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 3. P. L1021—1023.
- [4] Макаров В. И., Заварицкий Н. В., Ключко В. С., Воронов А. П., Ткаченко В. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 7. С. 326—328.
- [5] Константинов В. Л., Старк С. Ю., Цидильковский И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 9. С. 605—607.
- [6] Leung M., Broussard P. R., Claassen J. H., Wolf S. A., Ososky M., Strom U. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 13. P. 2046—2048.

Поступило в Редакцию
29 июня 1989 г.