

ЭФФЕКТ ФОНОННОГО ДЕФИЦИТА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ СВЧ ПОЛЕ

А.М. Гулян, Г.Ф. Жарков

Найден фононный поток из тонкой сверхпроводящей пленки, облучаемой СВЧ полем. Показано, что в случае полей большой интенсивности (как и в случае слабых полей, рассмотренном ранее [1, 2]) в узком спектральном интервале фононных частот фононы не излучаются, а поглощаются из термостата пленкой.

1. В работах [1, 2] было показано, что тонкая сверхпроводящая пленка, облучаемая СВЧ полем, должна поглощать фононы из внешнего термостата (подложки) в узком спектральном интервале фононных частот ω_q , лежащих вблизи щели, $\omega_q \gtrsim 2\Delta$. Этот эффект тесно связан с явлением стимулирования сверхпроводимости СВЧ полем [3] и обусловлен возникающим "переохлаждением" электронной подсистемы. Рассмотрение в [1, 2] было справедливо для случая слабых интенсивностей СВЧ накачки. В настоящей работе показано, что эффект фононного дефицита имеет место также и в сильных полях.

Ниже рассматривается воздействие на тонкую сверхпроводящую пленку электромагнитного поля с частотой $\gamma \ll \omega_0 < 2\Delta$, где $\gamma = 2\tau_\epsilon^{-1}$ – характерное затухание квазичастиц по энергиям, Δ – неравновесная щель. Предполагается, что "энергия связи" поля с электронами α лежит в интервале ($\hbar = 1$)

$$\gamma \lesssim \alpha \ll \Delta, \quad (1)$$

где $\alpha = (e/c)^2 DA_{\omega_0} A_{-\omega_0}$, $D = \frac{1}{3} v_F \tau_{imp}$, A_{ω_0} – векторный потенциал поля. Считается также, что пленка, находящаяся в контакте с термостатом при температуре T , содержит достаточное количество немагнитных примесей, так что $\Delta \tau_{imp} \ll 1$, $\omega_0 \tau_{imp} \ll 1$. Кроме того, пленка предполагается достаточно тонкой, чтобы можно было считать при-

менимой модель с фононным термостатом [3], а также использовать схему расчета фононного излучения из пленки, предложенную в [2]¹⁾. Правое из неравенств (1) означает, что влиянием поля на плотность электронных уровней можно пренебречь [3]. Левое неравенство означает, во-первых, что при рассмотрении электронной кинетики неприменимо линеаризованное решение кинетических уравнений Элиашберга, использованное нами ранее [1, 2] при $\alpha \ll \gamma$. Во-вторых, оно означает, что неравновесное значение Δ , которое весьма чувствительно к распределению квазичастиц, отличается от $\Delta_{\text{БКШ}}$ и должно определяться из точного уравнения самосогласования. Метод расчета и анализ решений уравнения самосогласования в случае полей, лежащих в диапазоне интенсивностей (1), был приведен нами ранее в [4]. Мы воспользуемся результатами этой работы при расчетах фононных потоков.

2. Используя выражения для фононных источников, приведенные в [2], в линейном по неравновесному добавку $n^{(1)}$ ($n^{(1)} = n - n^{(0)}$) приближении можно получить следующее выражение, определяющее спектральную зависимость фононного потока из пленки²⁾:

$$I(\omega_q) = I_{sp}^{rel} + I_{ind}^{rel} + I_{sp}^{rec} + I_{ind}^{rec}, \quad (2)$$

$$I_{sp}^{rel} = \int_{\Delta}^{\infty} L(\epsilon_2 + \omega_q, \epsilon_2) \{ -n_{\epsilon_2 + \omega_q}^{(0)} n_{\epsilon_2}^{(1)} - n_{\epsilon_2}^{(0)} n_{\epsilon_2 + \omega_q}^{(1)} + n_{\epsilon_2 + \omega_q}^{(1)} \left(1 - \frac{\Delta^2}{(\epsilon_2 + \omega_q)\epsilon_2} \right) d\epsilon_2,$$

$$I_{ind}^{rel} = \int_{\Delta}^{\infty} L(\epsilon_2 + \omega_q, \epsilon_2) \{ (n_{\epsilon_2 + \omega_q}^{(1)} - n_{\epsilon_2}^{(1)}) N_{\omega_q}^{(0)} \left(1 - \frac{\Delta^2}{(\epsilon_2 + \omega_q)\epsilon_2} \right) d\epsilon_2,$$

$$I_{sp}^{rec} = \int_{\Delta}^{\omega_q - \Delta} L(\epsilon_1, \omega_q - \epsilon_1) \{ n_{\epsilon_1}^{(1)} n_{\omega_q - \epsilon_1}^{(0)} \left(1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon_1(\omega_q - \epsilon_1)} \right) d\epsilon_1,$$

$$I_{ind}^{rec} = \int_{\Delta}^{\omega_q - \Delta} L(\epsilon_1, \omega_q - \epsilon_1) \{ N_{\omega_q}^{(0)} n_{\epsilon_1}^{(1)} \left(1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon_1(\omega_q - \epsilon_1)} \right) d\epsilon_1,$$

$$L(\epsilon_1, \epsilon_2) = \pi\lambda \frac{\omega_D}{\epsilon_F} \frac{\epsilon_1 \theta(\epsilon_1^2 - \Delta^2)}{(\epsilon_1^2 - \Delta^2)^{1/2}} \frac{\epsilon_2 \theta(\epsilon_2^2 - \Delta^2)}{(\epsilon_2^2 - \Delta^2)^{1/2}},$$

¹⁾ Для применимости теории достаточно считать, что d (толщина пленки) порядка ξ_0 (радиус корреляции в сверхпроводнике).

²⁾ Число фононов dN_{ω_q} , излучающихся из пленки в интервале частот $d\omega_q$, определяется формулой $dN_{\omega_q} = I(\omega_q) \rho(\omega_q) d\omega_q$, где $\rho(\omega_q) = V\omega_q^2 / 2\pi^2 u^3$, V — объем излучающей области, u — скорость звука.

где $n_{\epsilon}^{(0)}$ и $N_{\omega_q}^{(0)}$ — соответственно фермиевская и бозевская функции распределения электронов и фононов при температуре внешнего термостата T .

Входящее в выражение (2) неравновесное значение $n^{(1)}$ должно определяться из кинетического уравнения Элиашберга. В тех случаях, когда неравновесное распределение электронов "размазано" по энергиям в интервале, заметно превосходящем значение ω_0 , это уравнение сводится к дифференциальному уравнению [5, 6], решение которого может быть записано в виде (ср. [4]):

$$n_1^{(1)}(y) = -\frac{\Delta}{4T} \left\{ e^{By} \int_y^{\infty} dx e^{-Bx} \phi(x) + e^{-By} \left[\int_0^{\infty} dx e^{-Bx} \phi(x) - \int_0^y dx e^{Bx} \phi(x) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$B = \sqrt{2\beta}, \quad \beta = \frac{\gamma \Delta^2}{4a\omega_0^2} \ll 1, \quad \gamma = \frac{(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}}{\Delta},$$

$$\phi(y) = \frac{\gamma}{(2 + \gamma^2)(\gamma^2 + 1)^{1/2}} \text{ch}^{-2} \frac{\Delta(\gamma^2 + 1)^{1/2}}{2T}.$$

Это решение обладает тем свойством, что сохраняет неизменным полное число возбуждений, иными словами $\int_0^{\infty} n_1^{(1)}(y) dy = 0$.

Заметим, что при написании (3) было предположено, что точную функцию $n^{(1)}$ можно представить в виде [5, 6] $n^{(1)} = n_1^{(1)} + \tilde{n}_2^{(1)}$, где величина $\tilde{n}_2^{(1)}$ ответственна за так называемые "разогревные" процессы, происходящие в неравновесном сверхпроводнике. Величина $n_2^{(1)}$ определяет далекий "хвост" функции распределения электронных возбуждений, при ее учете полное число возбуждений не сохраняется. В настоящей работе (как и в [5, 6]) величина $n_2^{(1)}$ в явном виде не учитывается. Как было показано Шмидом и др. [7, 8] "разогревные" процессы могут быть косвенно учтены путем введения поправочного члена в уравнение самосогласования, которое мы запишем в виде

$$\int_0^{\omega_D} \text{th} \frac{(\xi^2 + \Delta^2)}{2T} \frac{d\xi}{(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}} - \int_0^{\omega_D} \text{th} \frac{\xi}{2T_{c0}} \frac{d\xi}{\xi} - \int_{\Delta}^{\omega_D} \frac{n_1^{(1)}(\epsilon) d\epsilon}{(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} = \quad (4)$$

$$- \frac{\pi a}{4T} f_1(T) - 0,11 \frac{\pi}{2} \frac{a\omega_0^2}{\gamma_0 T_{c0}} f_2(T) = 0.$$

Здесь член $-(\pi a / 4T) f_1(T)$ описывает динамическое подавление щели средним по времени квадратом поля, а последнее слагаемое — упомянутый поправочный член Шмида (подробнее см. [4]).

3. Вычисление фононных потоков из пленки проводилось нами на основе формулы (2), где использовались значения $n^{(1)}$ из (3). Величина $\Delta(T)$ находилась из уравнения самосогласования (4) (ср. [4]). Реали-

зация этой программы может быть выполнена в общем случае лишь численными методами. Результаты такого анализа приведены на рис.1 и рис.2, где изображены спектральные зависимости фононных потоков $I(\omega_q)$ (в единицах $\pi\lambda\omega_D/\epsilon_F$) при $\omega_0 = 0,5$ и различных температурах. (Все величины $\alpha, \gamma, \omega_0, T, \Delta, \omega_q$ приводятся в единицах T_{co}). Полученные кривые свидетельствуют о том, что эффект фононного дефицита, найденный нами ранее [1, 2] для случая электромагнитного облучения малой интенсивности ($\alpha \ll \gamma$), имеет место также и в случае интенсивных полей. С увеличением частоты и амплитуды СВЧ поля, а также температуры термостата, масштаб эффекта возрастает.

Заметим, что в отличие от случая слабых полей, проанализированного нами аналитически [1, 2] в линейном по интенсивности поля приближении, полученные в данной работе кривые не содержат логарифмических (фиктивных) расходимостей на частоте $\omega_q = \omega_0$. Это связано с тем, что интенсивное поле "размазывает" [5, 6.] неравновесную добавку к функции распределения электронных возбуждений по энергиям в широком энергетическом интервале.

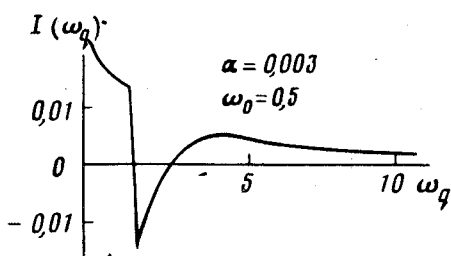


Рис.1

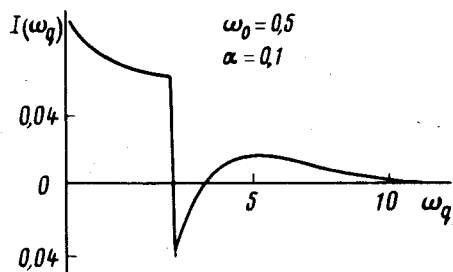


Рис.2

Рис.1. Спектр потока фононов из пленки, облучаемой СВЧ полем с частотой $\omega_0 = 0,5$ и интенсивностью $\alpha = 0,003$ при разных температурах: 1 — $T = 1,02$ ($\Delta = 0,25$), 2 — $T = 0,89$ ($\Delta = 1,0$), 3 — $T = 0,5$ ($\Delta = 1,7$); $\gamma = 0,01$

Рис.2. То же, что на рис.1, но при $\omega_0 = 0,5, \alpha = 0,1$: 1 — $T = 0,79$ ($\Delta = 1,0$), 2 — $T = 0,7$ ($\Delta = 1,35$), 3 — $T = 0,5$ ($\Delta = 1,635$)

Отметим еще раз, что полученные кривые используют решение (3), сохраняющее полное число квазичастиц. Поскольку кинетика фононов весьма чувствительна к деталям электронной кинетики, то неучет членов типа $n_2^{(1)}$ при расчетах фононных потоков может в ряде случаев оказаться недопустимым. На это, в частности, указывает кривая 3 на рис.2, целиком лежащая в отрицательной области, что физически неприемлемо. Однако, последовательный учет "разогревных" процессов требует особого рассмотрения.

В заключение отметим следующее. Большая чувствительность фононных потоков к деталям поведения неравновесной функции распределения электронов обязана тому, что в выражениях (2), определяющих кинетику фононов, плотности электронных уровней представлены дважды (см. $L(\epsilon_1, \epsilon_2)$), в то время как в уравнении для параметра порядка (4) сверхпроводящая особенность входит один раз. Именно по этой при-

чине экспериментальное исследование неравновесных фононных потоков из сверхпроводящей пленки (интересное само по себе) могло бы быть полезным и при изучении неравновесной электронной подсистемы.

Мы благодарны Г.М.Элиашбергу и Б.И.Ивлеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
24 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Gulian A.M., Zharkov G.F. Phys. Lett., 1980, **80A**, 79.
 - [2] Гулян А.М., Жарков Г.Ф. ЖЭТФ, 1981, **80**, 303.
 - [3] Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1971, **61**, 1254.
 - [4] Гулян А.М., Жарков Г.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 471.
 - [5] Ivlev B.I., Lisitsyn S.G., Eliashberg G.M. J. Low Temp. Phys., 1973, **10**, 449.
 - [6] Ивлев Б.И., Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1971, **13**, 464.
 - [7] Klapwijk T.M., Van der Berg J.N., Maij J.E. J. Low Temp. Phys., 1977, **25**, 383.
 - [8] Eckern U., Schmid A., Shmutz M., Schön G. J. Low Temp. Phys., 1979, **36**, 643.
-