Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 8, стр. 425 – 428 *20 апреля 1976 г.*

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ

А.И.Морозов

Рассматривается накачка возбуждений в сверхпроводящей пленке низкочастотным полем, вызывающая охлаждение сверхпроводника.

В данной работе изучается зависимость числа возбуждений в сверхпроводнике от периодического изменения щели в их спектре. При низких температурах возможно так выбрать частоту переменного магнитного поля, вызывающего изменение щели, что фононная система будет успевать подстраиваться под электронную. В этом случае можно легко получить решение кинетического уравнения. Рассматривается также возможность охлаждения сверхпроводника путем изменения числа возбуждений данным методом.

Рассмотрим тонкую сверхпроводящую пленку толщиной $d << \xi$, δ где ξ – длина когерентности, а δ – глубина проникновения магнитного поля. Пусть к пленке приложен векторный потенциал $\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2 \cos\omega t$, причем $\mathbf{A}$ направлен параллельно пленке и $|\mathbf{A}_1| >> |\mathbf{A}_2|$. Ограничимся случаем сильно "загрязненной" примесями пленки и частотами $\omega\Delta << 1$, где Δ – параметр сверхпроводимости. Тогда согласно [1, 2] щель в спектре возмущений

$$\epsilon_0 = \epsilon_0^{(0)} - \left(\frac{\epsilon_0^{(0)}}{a_0}\right)^{1/3} a_\omega \cos\omega t \ , \qquad (1)$$

где $\epsilon_0^{(0)}$ – щель в отсутствие переменного по времени поля $\mathbf{A}_2$,

$$a_0 = \frac{2}{3}\tau \frac{e^2}{c^2} v_F^2 < \mathbf{A}_1^2 > ; \qquad a_\omega = \frac{2}{3}\tau \frac{e^2}{c^2} v_F^2 < \mathbf{A}_1\mathbf{A}_2 >$$

τ – время между столкновениями с примесями, v_F – скорость электрона на поверхности Ферми, e – заряд электрона, c – скорость света.

Символ $< >$ означает усреднение по толщине пленки. Выражение (1) получено в случае $a_0 << \epsilon_0$, которым мы и ограничимся.

Так как толщина пленки по сравнению с характерными величинами ξ и δ, и $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ постоянны вдоль пленки, то задача однородна. При $\mathbf{A}_1 = 0$ соответствующее кинетическое уравнение было выведено Элиашбергом [3]. При $\mathbf{A}_1 \neq 0$ меняется плотность спектра возбуждений и факторы когерентности в кинуравнении. Эти величины получены согласно [1]. Новая плотность состояний

$$\rho_\epsilon = \rho_0\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\left(\frac{\Delta^2}{a\epsilon_0}\right)^{1/6}\sqrt{\frac{\epsilon-\epsilon_0}{a}} \ , \qquad (2)$$

а факторы $1 \pm \dfrac{\Delta^2}{\epsilon\epsilon_1}$ изменяются на $1 \pm \left(\dfrac{\epsilon_0}{\Delta}\right)^{2/3}$ для $\epsilon - \epsilon_0 << a$, где $a = a_0 + a_\omega \cos\omega t$, а ρ_0 – плотность спектра нормального металла на поверхности Ферми. Мы рассмотрим случай низких температур $T << a$, а нам существенны только $\epsilon - \epsilon_0 \sim T$.

В интеграле столкновений кинуравнения есть члены, описывающие процессы поглощения и испускания электроном фонона, и член, описывающий развал фонона на два возбуждения и обратный процесс.

Время первых процессов $\tau_1 \sim \dfrac{\Theta_D^2 \Delta^{1/2}}{\lambda T^{7/2}}$ при $T << \Delta$ намного меньше характерного времени вторых процессов

$$\tau_2 \sim \left(\frac{a^4}{\Delta^{13}}\right)^{1/6} \frac{\Theta_D^2}{\lambda T^{3/2}} \exp\left(\frac{\epsilon_0}{T}\right) ,$$

где λ – константа электрон-фононного взаимодействия, Θ_D – температура Дебая.

Пусть $\tau_1\omega << 1 << \tau_2\omega$. Тогда во время изменения поля электроны и фононы находятся в равновесии друг с другом, но число электронных возбуждений неравновесно. При этом их функция распределения имеет фермиевский вид с химпотенциалом, не равным нулю. Тогда члены, соответствующие первым процессам зануляются, и уравнение можно проинтегрировать и получить уравнение на полное число возбуждений.

Пусть сначала пленка находится в хорошем контакте со средой и $T = \mathrm{const}$. Пусть Z – отношение числа возбуждений в пленке к их равновесному значению X_0 при $A_2 = 0$

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{1}{\tau_2}\{\exp(\kappa\cos\omega t) - Z^2\}, \tag{3}$$

где

$$\tau_2^{-1} = \frac{2\pi\lambda}{\rho_0\Theta_D^2}\left[1+\left(\frac{\epsilon_0}{\Delta}\right)^{2/3}\right]\epsilon_0^2 X^0;$$

$$\kappa = 2\left(\frac{\epsilon_0^{(0)}}{a_0}\right)^{1/3}\frac{a_{\omega}}{T}.$$

Пренебрегая зависимостью от времени всюду, кроме экспоненты, и учитывая, что Z мало меняется за период, получим стационарное решение

$$Z = \sqrt{I_0(\kappa)} + \frac{1}{\tau_2\omega}\int_0^{\omega t}[\exp(\kappa\cos x) - I_0(\kappa)]\,dx \tag{4}$$

$I_0(\kappa)$ – функция Бесселя, при $\kappa \gg 1$. $I_0(\kappa) \sim \frac{\exp(\kappa)}{\sqrt{2\pi\kappa}}$. Количество возбуждений существенно возросло, фононы при этом будут равновесны, если время распада фонона на два $\tau_3 \ll \omega^{-1}$ для энергий $\sim 2\epsilon_0$ [4,5].

Теперь рассмотрим термоизолированную пленку. Увеличение числа возбуждений вызовет ее охлаждение. При этом новую температуру можно найти из закона сохранения энтропии. Она сначала резко уменьшится по сравнению с начальной температурой T_0, а потом будет слабо изменяться в течение периода колебаний поля. Энтропия возбуждений $S(T,t)$ находится как энтропия неравновесного ферми-газа [6]

$$S(T,t) = \frac{4\epsilon_0^{(0)}}{T}Z(T,t)X_0(T), \tag{5}$$

$$\frac{T_0 - T}{T_0} = \frac{S(T_0,t) - S(T_0,0)}{C(T_0,t)} \tag{6}$$

для $T_0 - T \ll T_0$, где $C(T,t)$ – суммарная теплоемкость образца.

При значениях $T_0 \sim 1°$, $\Delta \sim 10°$, $\Theta_D \sim 100°$ и других характерных металлических величинах τ_1, $\tau_3 \sim 10^{-7}$ *сек*, $\tau_2 \sim 10^{-5}$ *сек*, $\omega \sim 10^6$ *сек*$^{-1}$ и $\frac{T_0 - T}{T_0} \sim 10^{-1}$.

Эффект легко можно наблюдать, пропуская через термоизолированную пленку переменный ток.

Я благодарен Г.М.Элиашбергу за ценные обсуждения.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
20 февраля 1976 г.
После переработки
18 марта 1976 г.

Литература

[1] А.И.Ларкин. ЖЭТФ, 48, 232, 1965.

[2] K.Maki. Prog. Theor. Phys., 29, 603, 1963; 31, 731, 1964.

[3] Г.М. Элиашберг. ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.

[4] Дж. Займан. Электроны и фононы.

[5] Теория явлений переноса в твердых телах. ИЛ, 1962;

А.М.Косевич. Основы механики кристаллической решетки. М., Изд. Наука. 1972.

[6] Л.Д.Ландау. Статистическая физика. М., изд. Наука, 1964.