Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 464 – 468 *20 апреля 1971 г.*

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Б. И. Ивлев, Г. М. Элиашберг

В ряде экспериментов было обнаружено некоторое возрастание критического тока тонких пленок [1, 2], а также их температуры перехода [3] под действием высокочастотного поля. Как уже отмечалось [4], к эффектам такого рода может приводить перераспределение электронных возбуждений, которое неизбежно возникает в условиях стационарного облучения. Оставался однако не определенным возможный масштаб эффекта, так как вычисления были проведены только в первом порядке по интенсивности поля. Приводимые далее результаты восполнят этот пробел.

Для расчета мы использовали модель, в которой пленка предполагается настолько тонкой, что плотность высокочастотного тока и энергетическая щель Δ остаются постоянными по ее сечению. Вместе с тем мы считаем, что длина свободного пробега электрона мала по сравнению с толщиной пленки, так как это избавляет от необходимости учитывать особенности отражения от стенок.

Основную роль для дальнейшего играет предположение о большой величине времени жизни возбуждений τ_0 по отношению к передаче энергии. В случае металла при $T << \theta$ (температуры Дебая) это время, как известно, равно $\tau_0 \sim min\{\hbar\theta^2/T^3,\ \hbar E_F/T^2\}$, так что при T масштаба температуры сверхпроводящего перехода $\tau_0 \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ *сек*[1]. Все величины размерности энергии (T, Δ, $\hbar\omega$) предполагаются весьма большими по сравнению с $\hbar\tau_0^{-1}$. В частности, неравенство $\omega\tau_0 >> 1$ позволяет пренебречь высокочастотными осцилляциями Δ, а также рассматривать только диагональную по энергии функцию распределения возбуждений $n(\epsilon)$. Последняя, как можно показать, определяется при перечисленных условиях кинетическим уравнением (во всех промежуточных формулах $\hbar = 1$)

$$I_\epsilon\{n\} = 2a\{U_-(n_{\epsilon-\omega} - n_\epsilon) - U_+(n_\epsilon - n_{\epsilon+\omega}) + V(1 - n_\epsilon - n_{\omega-\epsilon})\},$$

$$U_\mp = \frac{\epsilon(\epsilon \mp \omega) + \Delta^2}{\sqrt{(\epsilon-\omega)^2 - \Delta^2}}\ \frac{\theta(\epsilon \mp \omega - \Delta)}{\epsilon}; \qquad V = \frac{\epsilon(\omega-\epsilon) - \Delta^2}{\sqrt{(\omega-\epsilon)^2 - \Delta^2}}\ \frac{\theta(\omega - \Delta - \epsilon)}{\epsilon}, \tag{1}$$

где $a = (1/\pi)D(e/c)^2 A_\omega A_{-\omega}$, A_ω – векторный потенциал поля внутри пленки, $D = l v/3$ – коэффициент диффузии электрона в нормальном состоянии. Первые два члена правой части соответствуют поглощению кванта поля имеющимися возбуждениями, а последний описывает рождение пары возбуждений при $\omega > 2\Delta$. Параметр Δ определяется уравнением БКШ с неравновесной функцией $n(\epsilon)$[2]:

$$\Delta = \lambda \int_\Delta^{\omega_D} \frac{d\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}}\,[1 - 2n(\epsilon)]\ . \tag{2}$$

[1] Для тонкой пленки, омываемой гелием, τ_0 может оказаться значительно меньшим: при отражении от стенки электрон может передавать энергию непосредственно гелию, температура Дебая которого гораздо ниже, чем у металла. Поэтому можно ожидать, что большая величина эффекта будет наблюдаться, если пленка не находится в прямом контакте с гелием.

[2] Можно показать, что в рассматриваемых условиях действие поля сводится в основном к изменению $n(\epsilon)$.

В окрестности T_c, к которой относятся приводимые далее результаты (2) имеет вид

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\rho(3)}{8\pi^2}\left(\frac{\Delta}{T_c}\right)^2 + \frac{\Delta}{T_c} F ; \qquad F = -\frac{2T}{\Delta}\int_{\Delta}^{\infty}\frac{d\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}}\, n_1(\epsilon), \tag{2'}$$

где $n_1(\epsilon)$ – неравновесная часть $n(\epsilon)$. Как будет видно, $n_1(\epsilon)$ при $\Delta << T_c$ сосредоточена в области энергий $\epsilon - \Delta \sim \Delta << T_c$ и благодаря этому, как можно показать, применимо приближение времени релаксации:

$$I\{n\} \approx 2\gamma n_1(\epsilon) , \tag{3}$$

где $\gamma = \hbar r_0^{-1}$. С другой стороны, если поле достаточно сильное, а $\omega << \Delta$, то интервал изменения $n_1(\epsilon)$ оказывается большим по сравнению с ω. Это позволяет свести (1) + (3) к дифференциальному уравнению

$$N'' - \frac{y^3}{(y^2+2)\sqrt{y^2+1}}\beta N = \frac{y}{(y^2+2)\sqrt{y^2+1}} ,$$

$$y = \frac{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}}{\Delta}, \quad N(y) = \frac{2T}{\Delta}\int_0^y n_1(y')dy', \quad \beta = \frac{\gamma\Delta^2}{a\omega^2} , \tag{4}$$

которое следует решать при условиях $N(0) = N(\infty) = 0$. Последнее из этих условий означает сохранение полного числа возбуждений, что имеет место в приближении (3). Для исследования (2′) достаточно рассмотреть (4) в предельных случаях больших и малых значений β, что при заданной частоте и интенсивности поля (ω, a) соответствует значениям $(\Delta/T_c) >> p^{1/2}$, $(\Delta/T_c) << p^{1/2}$, $p = a\omega^2/\gamma T_c^2$. Решение (4) в этих случаях можно получить в аналитической форме. Оно приводит к следующим результатам:

$$n_1(y) \approx \begin{cases} -\dfrac{\Delta}{4T}\left(\dfrac{2}{\beta}\right)^{2/5} & y << \beta^{-5/4} \\ \dfrac{\Delta}{\beta T}\,\dfrac{1}{y^3} & y >> \beta^{-5/4} \end{cases} ; \quad F \approx \frac{5}{4}\,\frac{\ln\beta}{\beta}, \quad \beta >> 1, \tag{5}$$

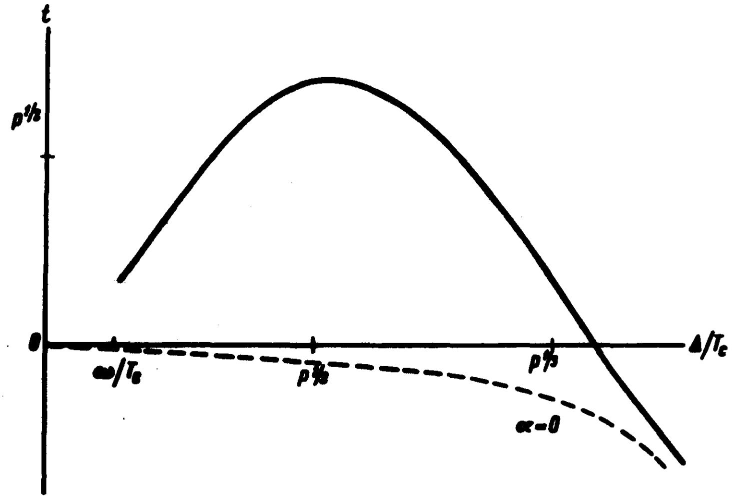
$$n_1(y) \approx -\frac{\Delta}{2T}\left\{\frac{\pi}{2} - \mathrm{arc\,tg}\sqrt{y^2+1} + n'\right. ; \quad F \approx 1{,}3 , \quad \beta << 1, \tag{6}$$

где n' малая по амплитуде, $\sim\sqrt{\beta}$, но медленно меняющаяся функция, которая не существенна при вычислении F. Заметим, что оба случая, (5) и (6), можно рассмотреть, оставаясь в рамках условия $\omega << \Delta << T$, если a и ω ограничены неравенствами

$$1 << \frac{a}{\gamma} << (T/\omega)^2. \tag{7}$$

При $\Delta \sim \omega$ переход от (1) к (4) становится незаконным.

Зависимость $t = (T - T_c / T_c)$ от Δ / T_c, определяемая (2), (5) и (6), изображена схематически на рисунке. Характерным масштабом здесь является величина $p = a\omega^2 / \gamma T_c^2$, причем в соответствии с (7) $p << 1$. Как видно, переход в нормальное состояние должен иметь скачкообразный характер. Максимум кривой определяет верхнюю границу существования сверхпроводящего состояния (по крайней мере, как метастабильного) $t_{max} \sim p^{1/2}$. В точке максимума $\Delta / T_c \sim p^{1/2}$, а при $T = T_c$ $\Delta \sim p^{1/3}$. Экстраполируя эти результаты до значений $p \sim 1$, мы видим, что в этом случае $t_{max} \sim T_c$, $\Delta(T_c) \sim \Delta(0)$. При $p > 1$ приведенные результаты не годятся даже качественно. В этом случае необходимо отказаться от приближения времени релаксации.



Для характеристики требуемой интенсивности поля заметим, что $a \sim \gamma$ соответствует амплитуде в падающей волне H_ω равной по порядку величины статическому критическому полю при $T_c - T \sim \gamma \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ °K. Частоту поля ω, от которой зависит параметр p, пропорциональный квадрату электрического поля в пленке, желательно выбрать по возможности большой. Ограничение сверху состоит в том, что должно быть $\omega < 2\Delta$ во всем предполагаемом интервале изменения Δ.

Пользуемся случаем поблагодарить Л.П.Горькова и Э.И.Рашбу за важные замечания и авторов работы [3] за предоставленную нам возможность ознакомиться с рукописью статьи.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 марта 1971 г.

Литература

[1] A.F.Wyatt, V.M.Dmitriev, W.S.Moore, F.W.Sheard. Phys. Rev. Lett., 16, 1166, 1966.

[2] A.H.Dayem, J.J.Wiegand. Phys. Rev., 115, 419, 1967.

[3] В.М.Дмитриев, Е.В.Христенко, А.В.Трубицын, Ф.Ф. Менде. Укр. физ. журн., 16, 1971.

[4] Г.М.Элиашберг. Письма в ЖЭТФ, 11, 186, 1970.