

ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В СИЛЬНОМ СВЧ ПОЛЕ

А.М. Гуляев, Г.Ф. Жарков

Для тонкой сверхпроводящей пленки, облучаемой СВЧ полем найдена величина энергетической щели в зависимости от интенсивности облучения и его частоты во всем температурном интервале.

В последнее время уделяется много внимания теоретическому и экспериментальному исследованию явления стимуляции сверхпроводимости внешним высокочастотным полем [1 - 7]. При этом достигнуто удовлетворительное согласие теории и эксперимента в случае воздействия слабых электромагнитных полей [6]. В случае же интенсивных полей такого согласия нет, поскольку имеющиеся теоретические оценки [2, 3], основанные на приближенном решении уравнения самосогласования для щели в слабом поле, приводят к неограниченному росту стимуляции с увеличением амплитуды накачки [6]. В настоящей работе показано, что точное решение уравнения самосогласования в случае сильных полей автоматически приводит к насыщению и последующему подавлению стимуляции сильным полем. Нами получены решения уравнения самосогласования во всем температурном интервале и для разных частот и интенсивностей накачки, а также обсуждены полученные результаты с точки зрения возможных экспериментов.

Как показано Элиашбергом [1], уравнение для неравновесного параметра порядка Δ имеет вид

$$1 = \lambda \int \frac{\omega_D}{\Delta (\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} d\epsilon, \quad (1)$$

причем неравновесная функция электронных возбуждений n_ϵ должна определяться из соответствующего кинетического уравнения (см., например, [1, 3]). Следует иметь в виду, что уравнение самосогласования, записанное в форме (1), содержит в явном виде лишь кинетические эффекты, связанные с воздействием внешнего поля на сверхпроводник. Помимо такого воздействия электромагнитное поле приводит к непосредственному динамическому подавлению щели средним по времени квадратом поля, что может быть описано соответствующей перенормировкой константы взаимодействия λ . Как было показано в [8] в случае переменных полей высокой частоты (уже при $\omega_0^2 > \gamma\Delta$, ω_0 - частота внешнего поля, γ - затухание электронных возбуждений по энергиям) динамическое воздействие вполне аналогично подавлению щели статическим магнитным полем. По этой причине в уравнение самосогласования (1) должен быть добавлен соответствующий член.

Кроме того, следует учесть, что в переменном поле в сверхпроводнике даже при $\omega_0 < 2\Delta$ полное число квазичастиц может не сохраняться. Как показано Шмидтом (см. [5]), такой эффект "разогрева" описы-

вается дополнительным членом в уравнении самосогласования [6]. В результате последнее может быть записано в виде

$$\int_0^{\omega_D} \frac{\text{th}[(\xi^2 + \Delta^2)/2T]}{(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}} d\xi - \int_0^{\omega_D} \frac{\text{th}(\xi/2T_{c_0})}{\xi} d\xi - 2 \int \frac{\omega_D n_{\epsilon}^{(1)} d\epsilon}{\Delta (\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} -$$

$$- \frac{\pi a}{4T} f_1(T) - 0,11 \frac{\pi}{2} \frac{a}{\gamma_0} \frac{\omega_0^2}{T_{c_0}^2} f_2(T) = 0. \quad (2)$$

Здесь T_{c_0} — температура перехода в отсутствие накачки, $n_{\epsilon}^{(1)} = n_{\epsilon} - n_{\epsilon}^{(0)}$ — неравновесная добавка к функции распределения возбуждений. Член, пропорциональный $f_1(T)$, описывает упомянутое выше динамическое подавление. Используя результаты работы [9] можно показать, что $f_1(T)$ имеет вид

$$f_1(T) = \left(\frac{T}{\Delta} \text{sh} \frac{\Delta}{T} + 1 \right) / 2 \text{ch}^2 \frac{\Delta}{2T}. \quad (3)$$

Функцию $f_2(T)$ в "разогревном" члене в (2) можно аппроксимировать как $f_2(T) \approx \exp(-\Delta/T)$, учитывая, что с понижением температуры число квазичастиц резко падает.

Выражение для $n^{(1)}$ в случае интенсивных полей было найдено в [3, 8] при $T \approx T_c$. Оно легко обобщается на случай произвольных температур и принимает вид

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

$$\phi(y) = - \frac{4\gamma}{(\gamma^2 + 2)(\gamma^2 + 1)^{1/2}} \frac{E(y)}{[1 + E(y)]^2}, \quad E(y) = \exp \left[\frac{\Delta}{T} (\gamma^2 + 1)^{1/2} \right]$$

$$\gamma = (\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2} / \Delta, \quad B = (2\beta)^{1/2}, \quad \beta = \gamma \Delta^2 / 4 a \omega_0^2, \quad a = (\epsilon/c)^2 A_{\omega}^2 D,$$

$$D = v_F l / 3.$$

(Далее считается, что затухание γ обусловлено электрон-фононными процессами и используется аппроксимация $\gamma = \gamma_0 (T/T_{c_0})^3$). Отметим, что выражения (1) — (4) справедливы, вообще говоря, при выполнении условий

$$a \ll \Delta, \quad \omega_0 \gg \gamma, \quad \tau_{imp} \omega_0 \ll 1, \quad \beta \ll 1. \quad (5)$$

Уравнения (2) — (4) решались нами численно. Результаты представлены на рис. 1 и рис. 2. Видно, что при низких температурах, когда число квазичастиц мало, сверхпроводимость подавляется, в основном,

динамическим распаривающим влиянием электромагнитного поля, при этом Δ уменьшается пропорционально амплитуде поля. При более высоких температурах становятся существенными нелинейные кинетические эффекты, в частности, имеет место стимуляция сверхпроводимости [4], которая сначала растет с ростом интенсивности накачки, а затем выходит на насыщение¹⁾. При больших амплитудах накачки имеет место подавление сверхпроводимости при всех температурах (рис. 1). На рис. 2 приведена зависимость максимальной температуры стимуляции $T_{c\max}$ от амплитуды и частоты накачки. Видно, что повышение частоты способствует эффекту стимуляции. На рис. 3 изображена на плоскости (T, a) граница между сверхпроводящим и нормальным состояниями для двух частот накачки $\omega_0 = 0,5$ и $\omega_0 = 0,1$. Таким образом, наша схема расчета, в отличие от [2], дает правильную, по крайней мере качественно, картину при любых интенсивностях поля.

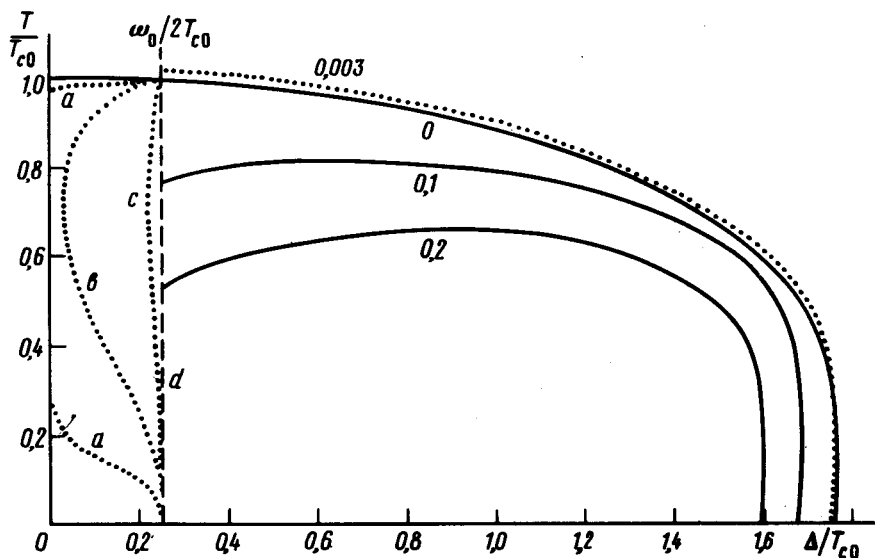


Рис. 1. Зависимость $\Delta(T)$, найденная из уравнения самосогласования (2) при $\gamma_0 = 0,01$, $\omega_0 = 0,5$ и различных значениях a (цифры на кривых). В области $\Delta < \omega_0/2$ параметры кривых следующие: $a - a = 10^{-5}$, $b - a = 10^{-4}$, $c - a = 10^{-3}$, $d - a \approx 10^{-3}$. (Все параметры даны в единицах T_{c0}). Кривая при $a = 0$ по теории БКШ

В области значений $2\Delta < \omega_0$ необходимо учитывать процессы прямого рождения квазичастиц из конденсата электромагнитным полем. Для этого в уравнение (2) следует добавить слагаемое, в линейном по полю приближении равное

$$-\frac{4\alpha}{\gamma} \int_{\Delta}^{\omega_0} V(\epsilon) \left(1 - n_{\epsilon}^{(0)} - n_{\omega_0 - \epsilon}^{(0)}\right) \frac{\Psi_{\epsilon}}{\epsilon}, \quad V(\epsilon) = \frac{[\epsilon(\omega_0 - \epsilon) - \Delta^2] \theta(\omega_0 - \epsilon - \Delta)}{\{[(\omega_0 - \epsilon)^2 - \Delta^2](\epsilon^2 - \Delta^2)\}^{1/2}}$$

При учете эффектов прямого рождения параметр порядка резко уменьшается уже в слабых полях и при $a/\gamma_0 \approx 0,1$ уравнение самосогласова-

¹⁾ Аналогичное замечание содержится в работе [10]

ния не имеет решения при $\Delta < \omega_0/2$. Обращает на себя внимание появление нижней ветви решений $\Delta(T)$ (см. рис. 1), с которой могут быть связаны гистерезисные эффекты (ср. [7]).

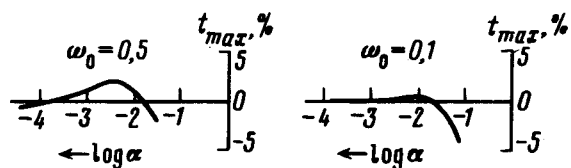


Рис. 2. Величина $t_{max} = (T_{cmax} - T_{c0})/T_{c0}$ как функция интенсивности накачки при различных значениях ω_0/T_{c0} (цифры на кривых); $\gamma_0 = 0,01$

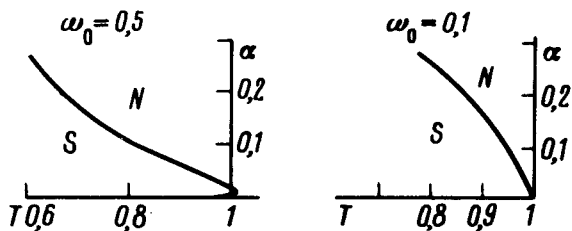


Рис. 3. Граница между S- и N-состояниями при $\omega_0 = 0,5$ и $\omega_0 = 0,1$

Как видно из результатов наших расчетов, ограничение эффекта стимуляции автоматически следует из теории [1 – 4] и не требует привлечения соображений, связанных с джоулевым нагревом образцов СВЧ полем [6]. Представляется интересным провести детальные измерения щели в пленках под действием высокочастотного поля (при $\omega_0 \sim T_{c0}$) во всем интервале температур.

Мы благодарны Г.М.Элиашбергу и Б.И.Ивлеву за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

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

Поступила в редакцию
22 января 1981 г.
После переработки
18 февраля 1981 г.

Литература

- [1] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.
- [2] Б.И.Ивлев, Г.М.Элиашберг. Письма в ЖЭТФ, 13, 469, 1971.
- [3] В.И.Ивлев., S.G.Lisitsyn, G.M.Eliashberg. J.L.T.Phys., 10, 449, 1973.
- [4] Г.М.Элиашберг. Письма в ЖЭТФ, 11, 186, 1970.
- [5] T.M.Klapwijk. J.M.Van der Berg., J.E.Mooij. J.L.T.Th., 25, 385, 1977.
- [6] В.М.Дмитриев, Е.В.Христефко. ФНТ, 4, 821, 1978.
- [7] J.A.Pals, J.Dobben. Phys. Rev., B20, 935, 1979.
- [8] Г.М.Элиашберг. Докторская диссертация, Черноголовка – Москва, 1971.
- [9] L.Tewordt. Phys. Rev., A137, 1745, 1965.
- [10] Л.Г.Асламазов, В.И.Гаврилов. ФНТ, 6, 877, 1980.