Краткие сообщения по физике № 2-1989 г.

УДК 537.312.62

О СТИМУЛЯЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.М. Гулян*, В.Е. Мкртчян

Показано, что в идеальных монокристаллических пленках сверхпроводников высокочастотное электромагнитное поле не может стимулировать сверхпроводимость. Стимуляция возможна лишь в "грязных" образцах. Оценена критическая концентрация примесей, при которой появляется эффект стимуляции. Результаты полезны при анализе экспериментальных данных для высокотемпературных сверхпроводников.

Эффект стимуляции сверхпроводимости высокочастотным электромагнитным полем имеет важное значение в теории неравновесной сверхпроводимости. В основе этого явления лежит так называемый "механизм Элиашберга" /1/, заключающийся в перераспределении электронов и дырок в импульсном пространстве, так что центр тяжести функции распределения фермионов смещается в сторону бо́льших энергий при неизменном общем количестве возбуждений. В результате опустошаются состояния у поверхности Ферми вблизи энергетической щели, что приводит, в силу уравнения самосогласования БКШ /2/, к росту параметра сверхпроводящего упорядочения.

Одним из условий, на которое опирается механизм стимуляции, является предположение о малой длине свободного пробега электронов

$$\Delta\tau_{imp} \ll 1, \tag{1}$$

где Δ – щель в спектре электронных возбуждений, τ_{imp} – время упругого рассеяния электронов на примесях. Условие (1) играло в теории /1/ вспомогательную роль, поэтому создавалось впечатление /3/, что механизм стимуляции должен работать и в совершенных (по кристаллической структуре) образцах. Однако, окончательное решение вопроса оставалось открытым. Вопрос приобрел особую остроту в связи с получением высококачественных монокристаллических пленок высокотемпературных сверхпроводников, поскольку регистрация эффекта стимуляции в этих пленках может пролить свет на механизм самой сверхпроводимости.

Чтобы решить проблему стимуляции в совершенных образцах, необходимо вывести соответствующее выражение для источника неравновесности. В этих целях оказывается удобным квантовое описание взаимодействия электромагнитного поля с электронами.

Гамильтониан взаимодействия фотонов с электронами в сверхпроводнике имеет цветную форму /4/. Вводя также взаимодействие с фононами и используя стандартную технику вычислений, получим кинетическое уравнение для электронов в сверхпроводниках взаимодействующих с внешним фотонным полем:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{il} \begin{pmatrix} \omega-\xi_p & 0 \\ 0 & \omega+\xi_p \end{pmatrix}_{\alpha\gamma} G^{lj}_{\gamma\beta} = \delta_{\alpha\beta}\delta_{ij} + [\Sigma^{ph} + \Sigma^{pt}]^{il}_{\alpha\gamma} G^{lj}_{\gamma\beta} \tag{2}$$

В уравнении (2) Σ^{pt} определено следующим образом:

$$[\Sigma^{pt}]^{il}_{\alpha\gamma}(P) = i(-1)^{1+\alpha+i+l} \sum_{\lambda,\lambda'} \int \frac{d^4P}{(2\pi)^4} [\beta_{p-p',\lambda}(p)\beta^*_{p-p',\lambda'}(P) D^{il}_{\lambda\lambda'}(P-P') +$$
$$+ \beta_{p'-p,\lambda}(p)\;\beta^*_{p'-p,\lambda'}(p) D^{li}_{\lambda\lambda'}(P'-P)]\, G^{il}_{\alpha\gamma}(P'), \tag{3}$$

* Институт физических исследований Арм. ССР, г. Аштарак.

где $\beta_{k,\lambda}(p) = (e/mc)\,(2\pi/V\omega_k)^{1/2}\,(pe_{k,\lambda})$. Переходя к причинным пропагаторам $G^{(K,R,A)}$, $D^{(K,R,A)}$ и собственным функциям $\Sigma^{(K,R,A)}$ /5/, находим из (3) после суммирования по поляризациям фотона и интегрирования по ξ_p:

$$
\begin{aligned}
\Sigma^{K}_{\alpha\gamma,\epsilon}(P) &= (-1)^{\alpha}\,\frac{N(0)}{2}\,\Big(\frac{\pi e}{mc}\Big)^2 \int \frac{d\epsilon'}{2\pi} \int \frac{do_p}{4\pi}\,\rho(\omega_{p-p'}) \times \\
&\times \Big\{ [\,(1+2N_{p-p'})\delta(\epsilon-\epsilon'-\omega_{p-p'}) + (1+2N_{p'-p})\delta(\epsilon'-\epsilon-\omega_{p'-p})\,]\, g^{K}_{\alpha\gamma,\epsilon'}(p') + \\
&+ [\delta(\epsilon-\epsilon'-\omega_{p-p'}) - \delta(\epsilon'-\epsilon-\omega_{p'-p})]\,(g^R-g^A)_{\alpha\gamma,\epsilon'}(p')\Big\}, \\
(\Sigma^R-\Sigma^A)_{\alpha\gamma,\epsilon}(P) &= (-1)^{\alpha}\,\frac{N(o)}{2}\,\Big(\frac{\pi e}{mc}\Big)^2 \int \frac{d\epsilon'}{2\pi} \int \frac{do_{p'}}{4\pi}\,\rho(\omega_{p-p'}) \times \\
&\times \Big\{ [\,(1+2N_{p-p'})\delta(\epsilon-\epsilon'-\omega_{p-p'}) + (1+2N_{p'-p})\delta(\epsilon'-\epsilon-\omega_{p'-p})\,] \times \\
&\times (g^R-g^A)_{\alpha\gamma,\epsilon'}(p') + [\delta(\epsilon-\epsilon'-\omega_{p-p'}) - \delta(\epsilon'-\epsilon-\omega_{p'-p})]\, g^{K}_{\alpha\gamma,\epsilon'}(p'),
\end{aligned}
\tag{4}
$$

где

$$
\rho(\omega_{p-p'}) = (2p_F c)^2/\omega_{p-p'}, \quad N(0) = mp_F/2\pi^2, \quad g^{ij}_{\alpha\beta} = \int d\xi_p\, G^{ij}_{\alpha\beta},
$$

$$
N_{p-p'} = 4c^2\,[\omega_{p-p'}\rho(\omega_{p-p'})]^{-1} \sum_{\lambda} N_{p-p',\lambda}\,|pe_{p-p',\lambda}|^2 .
$$

Пользуясь известной связью между $\hat{g}$-функцией и функцией распределения электрон-дырочных возбуждений, находим источник неравновесности $Q(\epsilon)$ в виде интеграла столкновений электронов с фотонами:

$$
\begin{aligned}
Q(\epsilon) \equiv I^{(e-pt)}(n_{\pm\epsilon}(\pm p)) &= \Big(\frac{e\pi}{mc}\Big)^2 N(0) \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\epsilon'}{2\pi} \int \frac{do_{p'}}{4\pi}\,\rho(\omega_{p'-p}) \times \\
&\times [\,q_1\delta(\epsilon'-\epsilon-\omega_{p'-p}) + q_2\delta(\epsilon - \quad \omega_{p'-p}) + q_3\delta(\epsilon+\epsilon'-\omega_{p'-p})\,],
\end{aligned}
\tag{5}
$$

где

$$
u_\epsilon = |\epsilon|\Theta(\epsilon^2-\Delta^2)/\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2}; \quad v_\epsilon = \Delta\,\mathrm{sign}\,\epsilon\,\Theta(\epsilon^2-\Delta^2)/\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2};
$$

$$
\begin{aligned}
q_1 &= (u_\epsilon u_{\epsilon'} + v_\epsilon v_{\epsilon'} \pm 1)\,[n_{\epsilon'}(p')\,(1-n_{\pm\epsilon}(\pm p))\,(1+N_{p'-p}) - \\
&- n_{\pm\epsilon}(\pm p)\,(1-n_{\epsilon'}(p'))N_{p'-p}] + (u_\epsilon u_{\epsilon'} + v_\epsilon v_{\epsilon'} \mp 1)\,[\ldots n_{\epsilon'}(p') \to n_{-\epsilon'}(-p)\ldots]; \\
q_2 &= (u_\epsilon u_{\epsilon'} + v_\epsilon v_{\epsilon'} \pm 1)\,[n_{\epsilon'}(p')\,(1-n_{\pm\epsilon}(\pm p))N_{p-p'} - n_{\pm\epsilon}(\pm p)\,(1-n_{\epsilon'}(p'))\,(1+N_{p-p}\quad)] + \\
&+ (u_\epsilon u_{\epsilon'} + v_\epsilon v_{\epsilon'} \mp 1)\,[\ldots n_{\epsilon'}(p') \to n_{-\epsilon'}(-p)\ldots]. \\
q_3 &= (u_\epsilon u_{\epsilon'} - v_\epsilon v_{\epsilon'} \mp 1)\,[\,(1-n_{\pm\epsilon}(\pm p))\,(1-n_{\epsilon'}(-p'))N_{p-p'} - n_{\pm\epsilon}(\pm p)\,n_{\epsilon'}(-p')\,(1+N_{p-p'})] + \\
&+ (u_\epsilon u_{\epsilon'} - v_\epsilon v_{\epsilon'} \pm 1)\,[\ldots n_{\epsilon'}(-p') \to n_{-\epsilon'}(p)\ldots].
\end{aligned}
$$

В выражении (5) N_{p-p} — средние числа заполнения фотонов: $N_{k,\lambda} = \langle \hat{c}^{+}_{k,\lambda} \hat{c}_{k,\lambda} \rangle$, которые определяются интенсивностью внешнего поля. В случае монохроматического поля выражение (5) переходит в отсутствие разбаланса ветвей ($n_{\epsilon} = n_{-\epsilon}$) в известный полевой член кинетических уравнений Элиашберга /6/ в "грязном" пределе. Убедимся в этом.

При наличии примесного рассеяния, с учетом законов сохранения энергии и импульса, фигурирующие в релаксационном канале (5) члены, пропорциональные q_1 и q_2, представляются в виде

$$\epsilon - \epsilon = \pm ck, \; \mathbf{p} - \mathbf{p} - \mathbf{q} = \pm \mathbf{k}, \tag{6}$$

где q – импульс, передаваемый рассеивательному центру. Аналогичным образом представляются законы сохранения в рекомбинационном канале. Усредняя (5) по направлениям $\mathbf{q}$, находим

$$\begin{aligned} Q(\epsilon) = {} & \frac{e^2 p_F}{mc^2} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi} \cdot \int \frac{do_q}{4\pi} \int \frac{do_p}{4\pi} \int \rho(\omega_k) N_k d^3k \left\{ (u_{\epsilon} u_{\epsilon} + v_{\epsilon} v_{\epsilon}) \times \right. \\ & \times (n_{\epsilon}(p) - n_{\epsilon}(p)) \left[\delta(\epsilon - \epsilon - \omega_k) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p} - \mathbf{q} - \mathbf{k}) + \delta(\epsilon - \epsilon - \omega_k) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p} - \mathbf{q} - \mathbf{k}) \right] + \\ & \left. + (u_{\epsilon} u_{\epsilon} - v_{\epsilon} v_{\epsilon}) \left[1 - n_{\epsilon}(p) - n_{\epsilon}(p) \right] \delta(\epsilon + \epsilon - \omega_k) \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p} - \mathbf{q} - \mathbf{k}) \right\} . \end{aligned} \tag{7}$$

Поскольку $|\mathbf{k}| \ll p_F$, то

$$\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p} - \mathbf{q} - \mathbf{k}) \approx p_F^{-3} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n} - \mathbf{q}/p_F) = (p_F q^2)^{-1} \delta(|\mathbf{n} - \mathbf{n}| - q/p_F) \delta(\mathbf{n}_{\mathbf{n}' - \mathbf{n}} - \mathbf{n}_{\mathbf{q}}), \tag{8}$$

где $\mathbf{n}_{\mathbf{n}-\mathbf{n}}$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{n} - \mathbf{n}$. Обозначая угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ через Θ, запишем:

$$\delta(|\mathbf{n} - \mathbf{n}| - q/p_F) = \delta(\sqrt{2(1 - \cos\Theta)} - q/p_F) = (q/p_F)\, \delta(\cos\Theta_0 - \cos\Theta), \tag{9}$$

где $\cos\Theta_0 = 1 - q^2/2p_F^2$. Действуя аналогично и для других δ-функций, находим:

$$\delta(\mathbf{p} \mp \mathbf{p} - \mathbf{q} - \mathbf{k}) \approx \frac{1}{p_F^2 q} \delta(\cos\Theta \mp \cos\Theta_0)\, \delta(\mathbf{n}_{\mathbf{n}' \mp \mathbf{n}} - \mathbf{n}_{\mathbf{q}}). \tag{10}$$

Пусть внешнее электромагнитное поле представляет собой квазимонохроматическую волну со спектральной шириной $\Delta\omega$ около несущей частоты ω и угловым распределением $\Delta\Omega_k$ вокруг направления $\mathbf{k}$. Тогда

$$\int d^3k \rho(\omega_k) N_k \approx (64\pi^4 p_F^2 c/\omega^2)\, |\mathbf{S}_{k,e}|\, |\mathbf{n}\mathbf{e}|^2, \tag{11}$$

где $\mathbf{S}_{k,e}$ – вектор Пойнтинга излучения с частотой ω и с поляризацией $\mathbf{e}$. Вводя длину свободного пробега l по формуле $q = 1/l$, находим

$$\begin{aligned} Q(\epsilon) = a \left\{ U_{+} \left[n_{\epsilon+\omega}(\cos\Theta_0) - n_{\epsilon}(p) \right] + U_{-} \left[n_{\epsilon-\omega}(\cos\Theta_0) - n_{\epsilon}(p) \right] + \right. \\ \left. + V \left[1 - n_{\epsilon}(p) - n_{\omega-\epsilon}(-\cos\Theta_0) \right] \right\} . \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь $U_{\pm}$ и V – коэффициенты, фигурирующие в работе /6/, а a определено следующим выражением:

$$\alpha = \frac{2\pi^2 e^2}{mc}\, p_F\, \frac{l}{\omega^2}\, |S_{k,e}|\, |ne|^2. \tag{13}$$

Полагая $|S_{k,e}| = (\omega^2/2\pi c)\,|A|^2$ и проведя усреднение (12) в предположении изотропности электронного распределения, получим (с точностью до числового множителя $\pi/8$) результат работы /6/.

Слагаемые пропорциональные $U_\pm$ в (12), исчезают в случае чистого сверхпроводника. Чтобы убедиться в этом, проведем кинетический анализ интеграла столкновений. Действительно, как следует из (16),

$$ck = \pm(\epsilon' - \epsilon), \quad k = [p^2(\epsilon') + p^2(\epsilon) - 2p(\epsilon)p(\epsilon')\cos\Theta]^{1/2} \tag{14}$$

Второе из выражений (14) показывает, что все значения k, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса, должны находиться между линиями $k_{\Theta=0} \equiv |p(\epsilon') - p(\epsilon)|$ и $k_{\Theta=\pi} \equiv |p(\epsilon) + p(\epsilon')|$. Прямые $ck = \pm(\epsilon' - \epsilon)$ проходят через точку $\epsilon' = \epsilon$, и чтобы система (14) имела решение, необходимо, чтобы они пересекали заштрихованную область, т.е. $1/c > |\partial k(\Theta = 0)/\partial\epsilon'|_{\epsilon'=\epsilon}$. Но $|\partial k/\partial\epsilon'|_{\epsilon = \epsilon'} = |\partial p/\partial\epsilon'|_{\epsilon' = \epsilon} = |v(\epsilon)|^{-1}$, где $v(\epsilon)$ – скорость возбуждения, а потому условие $1/c > 1/|v(\epsilon)|$ не может выполняться, поскольку $c \gg v(\epsilon)$ всегда. Рассуждения аналогичного типа показывают, что рекомбинационный канал всегда открыт. Следовательно, при воздействии на сверхпроводник с совершенной кристаллической структурой высокочастотного электромагнитного поля прямое поглощение фотонов с частотой $\omega < 2\Delta$ запрещено.

Реальные сверхпроводники всегда содержат определенное количество центров упругого рассеяния (например, несовершенства решетки). Интересно оценить, при какой концентрации таких центров происходит "включение" релаксационного канала. Пользуясь соотношениями (16), можно установить критерий возникновения эффекта стимуляции.

Степень "загрязнения" образца, при которой может наблюдаться эффект стимуляции, зависит от частоты накачки, но даже при минимально допустимых частотах должна превосходить значение $\tau_{imp}^{-1} \sim \gamma$. Заметим, что в сверхпроводниках с сильной связью (и, в частности, в высокотемпературных сверхпроводниках) затухание γ достаточно велико (например, $\gamma \sim 10^{11}$ c^{-1}; соответственно критическая концентрация примесей $N_{imp} \sim 10^{18}$ $см^{-3}$ при $\omega_{min} \sim \gamma$), что необходимо учитывать при обсуждении экспериментальных данных по эффекту стимуляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 11, вып. 3, 186 (1970).
2. Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J. Phys. Rev., 108, № 5, 1175 (1957).
3. Дмитриев В.М., Христенко Е.В. ФНТ, 4, № 7, 821 (1978).
4. Галицкий В.М., Елесин В.Ф. Полупроводники в сильном электромагнитном поле. М., Атомиздат, 1983.
5. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 47, вып. 4(10), 1515 (1969).
6. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 61, вып. 3(9), 1254 (1971).

Поступила в редакцию 17 октября 1988 г.