

## ЭФФЕКТ СТИМУЛЯЦИИ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. В. Галактионов

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 сентября 1996 г.

Рассмотрена стимуляция сверхпроводимости в анизотропных сверхпроводниках под воздействием электромагнитной и звуковой накачек, а также инъекции туннельного тока в области температур близких к температуре сверхпроводящего перехода. Указаны отличительные особенности эффекта стимуляции по сравнению с изотропным случаем.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Стимуляции сверхпроводимости в обычных изотропных сверхпроводниках было посвящено в свое время большое число теоретических и экспериментальных исследований (см. обзоры [1, 2]). Эффект стимуляции, впервые рассмотренный Элиашбергом [3, 4], является физически наглядным примером неравновесных свойств сверхпроводника, поддающимся прямой экспериментальной проверке. Под ним понимается увеличение сверхпроводящей щели, обусловленное изменением функции распределения квазичастиц под воздействием электромагнитной накачки, мощной звуковой волны, инъекции туннельного тока и т. д. Например, если частота  $\omega$  внешнего электромагнитного излучения меньше удвоенной сверхпроводящей щели  $2\Delta$ , то новые возбуждения не могут родиться, в то время как уже существующие возбуждения перераспределяются в область более высоких энергий. И в уравнении самосогласования

$$\frac{1}{g} = \int_{\Delta}^{\omega_D} d\epsilon \frac{1 - 2n_{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \quad (1)$$

функция распределения квазичастиц  $n_{\epsilon}$  уменьшается в характерной области интегрирования, т. е. сверхпроводящая щель увеличивается. Величина данного эффекта определяется отношением  $\omega/\Delta$ . Поэтому в случае анизотропного спаривания, когда щель изменяется на поверхности Ферми, можно ожидать иной частотной зависимости эффекта стимуляции. Также необходимо учесть, что усредненные по поверхности Ферми факторы когерентности (см., например, [5]), входящие в выражение для электромагнитного поглощения, существенно отличаются для сверхпроводника с анизотропной щелью, меняющей знак на поверхности Ферми. По аналогичным причинам время упругой релаксации в анизотропных сверхпроводниках [6] изменяется по сравнению с изотропным случаем. Ниже будет предполагаться, что существует преобразование симметрии нормального состояния металла, при котором сверхпроводящий параметр порядка меняет знак. По-видимому, такое сверхпроводящее упорядочение реализуется в некоторых соединениях с тяжелыми фермионами (см. обзор [7]). Также в последнее время в литературе широко обсуждается возможность спаривания  $d$ -типа в ВТСП. В пользу

последнего свидетельствуют эксперименты по измерению магнитного потока в трикристаллической конфигурации [8–10], парамагнитное поведение ВТСП-соединений [11] и др.

Для простоты поверхность Ферми будем полагать цилиндрической либо сферической, а спаривание — синглетным. Тип межэлектронного взаимодействия, приводящего к анизотропной сверхпроводимости, несуществен для рассматриваемых в предлагаемой работе вопросов (будем называть переносчика этого взаимодействия «бозоном»). В разд. 2 статьи рассчитана сверхпроводящая стимуляция под воздействием электромагнитной и звуковой накачек. Показано, что при электромагнитной накачке эффект стимуляции как функция частоты излучения имеет более резко выраженный (по сравнению с изотропным случаем) максимум. Звуковая волна с частотой  $\omega > 2\Delta$  приводит к подавлению сверхпроводимости в изотропном сверхпроводнике, в то время как в анизотропном случае эффект стимуляции положителен во всей рассматриваемой области частот. В разд. 3 рассмотрена стимуляция сверхпроводимости под воздействием туннельной инжекции. Поскольку вероятность туннелирования через диэлектрический барьер между сверхпроводниками зависит от направления импульса на поверхности Ферми, появляется зависимость эффекта стимуляции от ориентации плоскости туннельного контакта. Если в изотропном случае эффект стимуляции обращается в нуль при напряжениях  $|eV| > |\Delta| + |\Delta'|$  (где  $\Delta'$  — щель в сверхпроводнике, с которым стимулируемый образец приведен в контакт), то в анизотропном случае пороговое напряжение отсутствует, причем эффект при больших напряжениях может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от ориентации.

## 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ И АКУСТИЧЕСКАЯ СТИМУЛЯЦИЯ

Пусть сверхпроводящий образец имеет форму тонкой пленки, которая находится в хорошем акустическом контакте с подложкой, обладающей большой теплопроводностью (т. е. подложку можно считать термостатом). Толщина пленки  $d$  полагается много меньшей как скин-, так и лондоновской глубины проникновения при данной температуре. Таким образом, электромагнитное поле в пленке можно считать однородным. Тем не менее необходимо, чтобы толщина  $d$  была много больше температурно-зависящей длины когерентности  $\xi(T)$  (поскольку параметр порядка анизотропного сверхпроводника изменяется вблизи границы с характерным масштабом  $\xi(T)$  [12, 13]). В силу последнего условия можно пренебречь граничными эффектами и считать щель равной ее объемному значению.

Далее в статье температура будет предполагаться близкой к температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$ , так что щель мала по сравнению с  $T$ . Частота  $\omega$  падающего излучения также полагается много меньшей  $T$ , но в то же время много большей обратного времени неупругой релаксации  $\gamma$ . Благодаря последнему условию поглощение излучения является в основном одноквантовым [2, 3]. Поскольку упругое рассеяние на примесях разрушает анизотропную сверхпроводимость, будем налагать на обратное время упругой релаксации  $1/\tau$  ограничение  $1/\tau \ll T$ , тем не менее будем считать, что  $1/\tau \gg \gamma$ . В величину  $\gamma$  вносит вклад как электрон-электронное взаимодействие  $\sim T^2/\epsilon_F$ , так и электрон-бозонное, также характеризующее степень температуры выше первой ( $T^3/\omega_D^2$  для фононов). Так что для достаточно низких температур (отвечающих достаточно малым константам связи) и чистых металлов возможна иерархия

$$\gamma \ll 1/\tau \ll T, \tag{2}$$

которая будет использоваться далее в статье. В обычных низкотемпературных сверхпроводниках  $\gamma \sim 10^7-10^9 \text{ с}^{-1}$ . Предполагая важность электрон-фононного взаимодействия для описания свойств соединения Y-Ba-Cu-O, величину  $\gamma$  можно оценить [14] как  $10^{13} \text{ с}^{-1}$  в случае оптимального допирования. Это обусловлено пропорциональностью  $\gamma \propto T$  при  $T > \omega_D/2\pi$  и  $\gamma \propto T^3/\omega_D^2$  в обратном пределе. Поскольку в этом соединении  $\omega_D \sim 600 \text{ К}$ , справедлива оценка  $\gamma \sim T$  в случае оптимального допирования [14]. Поэтому, если существенно электрон-фононное взаимодействие, иерархия (2) может быть реализована лишь при допировании отличном от оптимального. Плазменная частота в ВТСП  $\sim 1 \text{ эВ}$  [15], так что вклад  $\sim T^2/\epsilon_F$  в  $\gamma$  значительно меньше.

Определим  $I(\epsilon)$  как скорость изменения числа квазичастиц с энергией  $\epsilon$  и с заданным направлением спина в единице объема, нормированную на плотность состояний в нормальном металле  $N(0)$ . Задача о нахождении скорости  $I$  под воздействием электромагнитной накачки эквивалентна задаче о действительной части проводимости (т. е. поглощении), рассмотренной для случая анизотропных сверхпроводников в [16]. Результат [16] можно понять с помощью качественного подхода [5], который приводит к формуле Маттиса-Бардина в случае обычных сверхпроводников. Гамильтониан электромагнитного взаимодействия имеет структуру

$$H' \propto \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{A}(\mathbf{p} + \mathbf{p}') a_{\mathbf{p}'}^+ a_{\mathbf{p}} e^{-i\omega t} + \text{с.с.} \tag{3}$$

Здесь  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал. Направление электрического поля  $\mathbf{E}$  в случае цилиндрической поверхности Ферми полагается совпадающим с радиусом цилиндра. Далее можно переписать (3) в терминах боголюбовских квазичастиц, используя  $u_{\mathbf{p}}, v_{\mathbf{p}}$ , (если  $\Delta(T) \gg 1/\tau$  эти квазичастицы хорошо определены), и прийти к обычным факторам когерентности для электромагнитного поглощения [5]:

$$\begin{aligned} l(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= (\mathbf{p} + \mathbf{p}')_k (u_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}'}^* + v_{\mathbf{p}}^* v_{\mathbf{p}'}), \\ f(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= (\mathbf{p} + \mathbf{p}')_k (v_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}'}^* - u_{\mathbf{p}}^* v_{\mathbf{p}'}). \end{aligned} \tag{4}$$

Индекс  $k$  обозначает направление электрического поля, первый из факторов когерентности отвечает процессам без изменения числа квазичастиц, второй — процессам с изменением числа квазичастиц на 2. Свободные электроны не могут поглощать фотоны ввиду невозможности удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и импульса. Поглощение света связано с рассеянием на примесях, поэтому нужно усреднить факторы когерентности  $|l|^2, |f|^2$  по поверхности Ферми (принимая во внимание импульсную зависимость плотности состояний). Проводя данную процедуру для квазичастичных состояний с энергиями  $\epsilon, \epsilon'$  (необходимо при этом учесть состояния с импульсами большими и меньшими фермиевского), приходим в случае изотропного сверхпроводника к возможности следующей замены факторов когерентности в выражениях для вероятностей поглощения и излучения:

$$\begin{aligned} |l|^2 &= (p_k^2 + p_k'^2) \left( 1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon\epsilon'} \right), \\ |f|^2 &= (p_k^2 + p_k'^2) \left( 1 - \frac{\Delta^2}{\epsilon\epsilon'} \right). \end{aligned} \tag{5}$$

Однако при анизотропном спаривании, когда существует преобразование симметрии, при котором шель меняет знак,

$$|f|^2 = |l|^2 = (p_k^2 + p_k'^2). \quad (6)$$

Отметим, что член, содержащий  $p_k p_k'$ , исчезает, потому что  $\langle p_k \Delta(\mathbf{p}) \rangle = 0$ , где среднее берется по поверхности Ферми. Именно это условие (выполняющееся для синглетного спаривания) фигурирует в [16] в качестве критерия возможности пренебречь перенормировкой вершины электромагнитного взаимодействия из-за рассеяния на примесях. При расчете переходов в линейном приближении по мощности накачки из начального состояния  $i$  в конечное  $f$  необходимо, как обычно, учесть заселенность уровней  $n$ . Уменьшение функции распределения из-за поглощения пропорционально  $-n_i(1-n_f)$ , а увеличение из-за поглощения пропорционально  $n_f(1-n_i)$ , так что эффект в целом будет пропорционален  $n_f - n_i$  (спонтанным излучением пренебрегается).

Итак, если учесть факторы когерентности (5), получаем в изотропном случае

$$I(\epsilon) = \frac{\sigma(\omega) \overline{E}^2}{2N(0)\omega^2} \nu_\epsilon \left[ \theta(\epsilon - \omega) \nu_{\epsilon - \omega} (n_{\epsilon - \omega}^0 - n_\epsilon^0) \left( 1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon(\epsilon - \omega)} \right) - \nu_{\epsilon + \omega} (n_\epsilon^0 - n_{\epsilon + \omega}^0) \times \right. \\ \left. \times \left( 1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon(\epsilon + \omega)} \right) + \theta(\omega - \epsilon) \nu_{\omega - \epsilon} (1 - n_{\omega - \epsilon}^0 - n_\epsilon^0) \left( 1 - \frac{\Delta^2}{\epsilon(\omega - \epsilon)} \right) \right], \quad (7)$$

что согласуется с [1]. Здесь  $\sigma(\omega)$  — проводимость нормального металла,  $\nu_\epsilon = \epsilon \theta(\epsilon - \Delta) \times (\epsilon^2 - \Delta^2)^{-1/2}$  — сверхпроводящая плотность состояний, нормированная на  $N(0)$ , и  $n_\epsilon^0 = [1 + \exp(\epsilon/T)]^{-1}$ . Коэффициент пропорциональности был определен исходя из поглощения в нормальном металле.

Чтобы записать  $I$  в анизотропном случае, удобно ввести определение

$$\beta(\epsilon, \epsilon') = [\langle \nu(\mathbf{p}, \epsilon) p_k^2 \rangle \langle \nu(\mathbf{p}', \epsilon') \rangle + \langle \nu(\mathbf{p}, \epsilon) \rangle \langle \nu(\mathbf{p}', \epsilon') p_k'^2 \rangle] / 2 \langle p_k^2 \rangle. \quad (8)$$

Здесь  $\langle g \rangle = \int g d^2 S / \int d^2 S$ , где интегрирование идет по поверхности Ферми,

$$\nu(\mathbf{p}, \epsilon) = \frac{\epsilon \theta(\epsilon - \Delta(\mathbf{p}))}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2(\mathbf{p})}}$$

и введено обозначение  $\langle \nu(\mathbf{p}, \epsilon) \rangle = \nu_\epsilon$ . Используя определение (8) и выражение (6), имеем в анизотропном случае

$$I = \frac{\sigma(\omega) \overline{E}^2}{2N(0)\omega^2} [\theta(\epsilon - \omega) \beta(\epsilon - \omega, \epsilon) (n_{\epsilon - \omega}^0 - n_\epsilon^0) - \beta(\epsilon + \omega, \epsilon) (n_\epsilon^0 - n_{\epsilon + \omega}^0) + \\ + \theta(\omega - \epsilon) \beta(\omega - \epsilon, \epsilon) (1 - n_{\omega - \epsilon}^0 - n_\epsilon^0)]. \quad (9)$$

Определяя  $\beta(\pm\epsilon, \pm\epsilon') = \beta(\epsilon, \epsilon')$ , можно записать выражение для действительной части проводимости в анизотропном сверхпроводнике, согласующееся с [16]:

$$\frac{\sigma^S(\omega)}{\sigma(\omega)} = \frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \beta(\epsilon - \omega, \epsilon) (n_{\epsilon - \omega}^0 - n_\epsilon^0). \quad (10)$$

Нетрудно убедиться, что  $I$  характеризуется энергетическими масштабами  $\omega, \Delta$ . В случае, когда изменение равновесной функции распределения локализовано вблизи поверхности Ферми в интервале энергий, значительно меньшем  $T$ , справедливо  $\tau$ -приближение для интеграла столкновений [1, 4]. Изменение функции распределения входит в интеграл столкновений либо множителем, либо частью подынтегрального выражения. Но поскольку характерным масштабом интегрирования является  $T$ , проинтегрированное возмущение функции распределения имеет дополнительную малость  $\sim \omega/T, \Delta/T$  по сравнению с теми вкладками в интеграл столкновений, в которые изменение функции распределения входит мультипликативным образом. А так как обратное время энергетической релаксации  $\gamma$  значительно меньше обратного времени рассеяния на примесях, то  $\gamma$  не зависит от направления импульса на поверхности Ферми. Также в выражение для  $\gamma$  не входят факторы когерентности, поскольку в переносе энергии участвуют частицы с энергией  $\sim T$ , для которых  $\Delta^2/\epsilon\epsilon' \approx 0$ . Итак, изменение функции распределения  $\delta n_\epsilon$  есть

$$\gamma \delta n_\epsilon \nu_\epsilon = I. \tag{11}$$

Подставляя  $\delta n_\epsilon$  в уравнение самосогласования

$$\Delta(\mathbf{p}) = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}'} V(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \Delta(\mathbf{p}') \frac{1 - 2n_{\epsilon'} - 2\delta n_{\epsilon'}}{\epsilon_{\mathbf{p}'}} \tag{12}$$

получаем

$$\frac{T_c - T}{T_c} \langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 \rangle - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2 T^2} \langle |\Delta(\mathbf{p})|^4 \rangle - 2 \int_0^\infty (\epsilon \nu_\epsilon - \Phi_\epsilon) \delta n_\epsilon d\epsilon = 0. \tag{13}$$

В уравнении (12)  $\epsilon_{\mathbf{p}} = (\xi^2 + |\Delta(\mathbf{p})|^2)^{1/2}$  (здесь  $\xi = v_F |p - p_F|$ ),  $V(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$  — потенциал спаривания, в выражении (13) введено обозначение

$$\Phi_\epsilon = \int_0^\epsilon \nu_{\epsilon'} d\epsilon'.$$

При выводе (13) использовалось равенство  $\langle |\Delta|^2/\xi \rangle = \epsilon \nu_\epsilon - \Phi_\epsilon$ , где усреднение происходит по уровню с заданной энергией  $\epsilon$ . Выражение (13) имеет форму обычного уравнения Гинзбурга–Ландау с дополнительным неравновесным членом. Динамическим вкладом  $A^2 |\Delta|^2$  можно пренебречь, если выполнено условие  $\omega \tau \ll T_c/\gamma$  (при этом использовалось соотношение  $\omega \tau \gg 1$ ). Последнее условие не налагает дополнительных ограничений, поскольку оно является следствием предыдущих  $\omega \ll T_c$  и  $\tau \ll 1/\gamma$ .

Функция  $\beta(\epsilon, \epsilon')$  упрощается в случае цилиндрической поверхности Ферми, если при вращении на угол  $\pi/2$  вокруг оси цилиндра модуль щели не изменяется, что имеет место, когда, например, параметр порядка преобразуется по неединичному неприводимому представлению группы  $D_{4h}$ . При этом

$$\beta(\epsilon, \epsilon') = \nu_\epsilon \nu_{\epsilon'}. \tag{14}$$

Поскольку характерные значения энергии в (9) значительно меньше  $T$ , можно разложить равновесную функцию распределения и прийти к следующему уравнению:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - b\Delta_0^2(T) + \kappa F \left( \frac{\Delta_0(T)}{\omega} \right) = 0, \quad (15)$$

где  $\Delta_0(T)$  — амплитуда модуля щели, т.е.  $\Delta(\mathbf{p}, T) = \Delta_0(T)\phi(\mathbf{p})$  (здесь  $|\phi(\mathbf{p})| \leq 1$ ). Функция  $F$  задается выражением

$$F \left( \frac{\Delta_0}{\omega} \right) = \frac{1}{\langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 \rangle} \int_0^\infty (\epsilon\nu_\epsilon - \Phi_\epsilon)(\nu_{\epsilon+\omega} - \nu_{\epsilon-\omega})d\epsilon, \quad (16)$$

где по определению  $\nu_{-\epsilon} = \nu_\epsilon$  и

$$\kappa = \frac{\sigma(\omega)\overline{E^2}}{4\gamma\omega TN(0)}. \quad (17)$$

Таким образом, частотная зависимость неравновесного члена определяется интегральным преобразованием плотности состояний. Для того чтобы подавление сверхпроводимости из-за нагрева сверхпроводящей пленки не превосходило стимуляции (15), необходимо выполнение условия  $\omega\gamma/\gamma' \ll T$ . Здесь  $\gamma'$  — обратное время релаксации энергии при теплообмене с термостатом, которое, вообще говоря, может быть меньше  $\gamma$ .

При больших значениях  $x$

$$F(x) = \frac{1}{x\langle |\phi^2(\mathbf{p})| \rangle} \int_0^\infty (\nu_y - 1)^2 dy. \quad (18)$$

В этом выражении плотность состояний представлена как функция безразмерной переменной  $y = \epsilon/\Delta_0$ , кроме того, было использовано равенство

$$\int_0^\infty (\nu_y - 1)dy = 0.$$

Интеграл в (18) сходится в случае изотропного спаривания, однако расходится, если щель изотропна, поэтому для обычных сверхпроводников асимптотика иная:  $F(x) \propto \ln x/x$ . При малых значениях  $x$  имеем с логарифмической точностью

$$F(x) = \frac{1}{2} \langle |\phi^2(\mathbf{p})| \rangle x^2 \ln \frac{1}{x}, \quad (19)$$

в то время как в обычных сверхпроводниках  $F(x) \propto x$ . Это различие обусловлено иными значениями усредненных факторов когерентности  $|l|^2, |f|^2$  в анизотропном случае. Можно показать, что асимптотики  $\propto 1/x$  при  $x \gg 1$  и  $\propto x^2 \ln(1/x)$  при  $x \ll 1$  сохраняются в общем анизотропном случае, если существует преобразование симметрии, при котором параметр порядка меняет знак. Итак, при малых значениях  $x$  неравновесный член в уравнении Гинзбурга–Ландау значительно меньше, чем в изотропном случае. Зависимость  $F(x)$  для цилиндрической поверхности Ферми и  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$  представлена на рис. 1. На этом рисунке заметно более быстрое, чем в изотропном случае, уменьшение  $F(x)$  для  $x < x_{max}$ . Также отметим, что если в изотропном случае эффект стимуляции максимален при  $\omega = 2\Delta_0$ , то в рассматриваемом частном случае

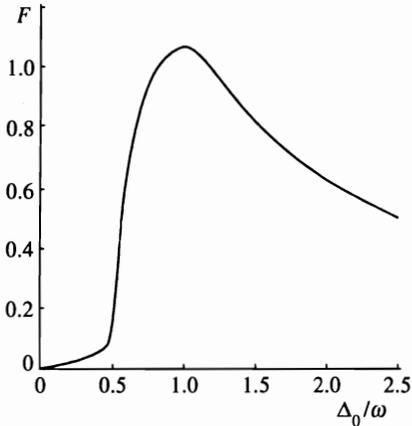


Рис. 1. Неравновесный член  $F$  (16) в сверхпроводнике с цилиндрической поверхностью Ферми и  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$

это происходит при  $\omega = \Delta_0$ . В то же время максимум дифференциальной проводимости  $dj/dV$  в туннельных контактах сверхпроводник–сверхпроводник и в анизотропном, и в изотропном случаях имеет место при  $eV = 2\Delta_0$  как при диффузном [17], так и при зеркальном [13] отражении на границе.

Экспериментальное изучение эффекта стимуляции можно, по-видимому, проводить, как и в обычных сверхпроводниках, путем измерения критического поля пленки при температурах меньших  $T_c$ . Поскольку толщина пленки в анизотропном случае должна быть больше  $\xi(T)$ , измерения эффекта стимуляции выше  $T_c$  неблагоприятны из-за метастабильности.

Рассмотрим теперь стимуляцию сверхпроводимости мощной звуковой волной. Деформационный потенциал, описывающий взаимодействие с продольным звуком (см., например, [18]), имеет скалярный характер и зависит от модуля передаваемого импульса. Если длина звуковой волны значительно больше длины свободного пробега электронов (отметим, что длина свободного пробега в ВТСП мала, и данное соотношение можно считать выполненным), то поглощение звука имеет диффузный характер [18] и сопровождается рассеянием на примесях. Факторы когерентности, характеризующие затухание звука, иные, чем для электромагнитного поглощения. Они определяются выражениями [5]

$$\begin{aligned} q(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= u_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}'}^* - v_{\mathbf{p}}^* v_{\mathbf{p}'}, \\ m(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= v_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}'}^* + u_{\mathbf{p}}^* v_{\mathbf{p}'}. \end{aligned} \tag{20}$$

Первый из этих факторов, как и ранее, соответствует процессам без изменения числа квазичастиц, второй — процессам с изменением этого числа на 2. После усреднения по поверхности Ферми в анизотропном случае

$$|q|^2 = |m|^2 = 1, \tag{21}$$

а в изотропном

$$\begin{aligned} |q|^2 &= 1 - \frac{\Delta^2}{\epsilon\epsilon'}, \\ |m|^2 &= 1 + \frac{\Delta^2}{\epsilon\epsilon'}. \end{aligned} \tag{22}$$

Поэтому в акустической накачке  $I$  в изотропном случае нужно изменить в (7) помимо коэффициента пропорциональности знак перед членами, содержащими  $\Delta^2$ . А для анизотропных сверхпроводников эффект стимуляции описывается по-прежнему выражениями (15), (16) с заменой  $\kappa$  на  $\kappa'$ :

$$\kappa' = \frac{W}{4\gamma\omega TN(0)}, \quad (23)$$

где  $W$  — поглощаемая мощность звуковой волны в единице объема.

Если в изотропном случае [1] при  $\omega > 2\Delta_0$  эффект стимуляции скачком уменьшается и становится отрицательным, то в анизотропном случае он положителен во всей рассматриваемой области частот. Это обусловлено иными значениями  $|q|^2$ ,  $|m|^2$  в анизотропном случае.

### 3. ТУННЕЛЬНАЯ СТИМУЛЯЦИЯ

Неравновесный член в уравнении Гинзбурга–Ландау, описывающий рассмотренные ранее электромагнитную и акустическую стимуляции, характеризуется параметром  $\Delta_0/\omega$ . При стимуляции туннельным током величина эффекта определяется двумя параметрами:  $\Delta_0/eV$  и  $\Delta_0/\Delta'_0$ , где  $eV$  — приложенное к контакту напряжение,  $\Delta'_0$  — сверхпроводящая щель в сверхпроводнике, с которым испытуемый образец образует контакт. Тем самым предоставляются дополнительные экспериментальные возможности. Описание схемы измерений см. в [1].

В анизотропном случае возникает существенное упрощение, связанное с возможностью релаксации электрон-дырочного разбаланса путем рассеяния на примесях [19]. Если сверхпроводящая щель меняет знак на поверхности Ферми, то обратное время релаксации разбаланса при  $\epsilon \sim \Delta_0$  можно оценить как  $\gamma_{imb} \sim 1/\tau$ . Поэтому при выполнении иерархии (2) необходимо брать среднее от накачки электронной и дырочной ветвей с данным значением  $\epsilon$ , чтобы найти  $I(\epsilon)$ . Тем самым,  $I(\epsilon)$  будет иметь ту же структуру, что и в симметричной схеме (см. [1]) стимуляции изотропных сверхпроводников:

$$I(\epsilon) = \frac{\mathcal{A}}{2\mathcal{V}N(0)} \int_{v_x > 0} \frac{d^2S}{(2\pi)^3 v_F} v_x D(\hat{\mathbf{p}}) [\nu(\mathbf{p}, \epsilon) \nu'(\mathbf{p}, \epsilon - eV)(n'_{\epsilon - eV} - n_\epsilon) + \nu(\mathbf{p}, \epsilon) \nu'(\mathbf{p}, \epsilon + eV)(n'_{\epsilon + eV} - n_\epsilon)]. \quad (24)$$

Плоскость туннельного контакта предполагается перпендикулярной оси  $x$ , и интегрирование в (24) идет по половине поверхности Ферми с  $v_x > 0$ . Величины со штрихом относятся ко второму сверхпроводнику, образующему контакт,  $\mathcal{A}$  — площадь контакта,  $D(\hat{\mathbf{p}})$  — коэффициент прохождения электрона с импульсом  $\hat{\mathbf{p}}$  через туннельный барьер,  $\mathcal{V}$  — объем стимулируемого образца. Множитель  $v_x D(\hat{\mathbf{p}})$  следует из сопоставления с микроскопическим выражением для туннельного тока [20], но имеет наглядный физический смысл, поскольку вероятность туннелирования пропорциональна  $D(\hat{\mathbf{p}})$  и частоте столкновений электрона с барьером ( $\propto v_x$ ). Поскольку  $I$  — четная функция  $eV$ , в дальнейшем для удобства будем полагать  $eV > 0$ .

Как и ранее, можно разложить функцию распределения в (24), если  $\Delta, \Delta', eV \ll T$ , а также учесть выражение для нормального сопротивления контакта:

$$\frac{1}{R_N} = 2e^2 \int_{v_x > 0} \frac{d^2 S}{(2\pi)^3 v_F} v_x D(\hat{\mathbf{p}}) \mathcal{A}. \quad (25)$$

В результате приходим к следующему выражению для неравновесного члена в уравнении Гинзбурга-Ландау:

$$F = \frac{\kappa^t}{\langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 \rangle} \int_0^\infty \frac{\epsilon \nu_\epsilon - \Phi_\epsilon}{\nu_\epsilon} d\epsilon \int_{v_x > 0} d^2 S v_x D(\hat{\mathbf{p}}) \nu(\mathbf{p}, \epsilon) [\nu'(\mathbf{p}, \epsilon + eV) - \nu'(\mathbf{p}, \epsilon - eV)] \times \\ \times \left[ \int_{v_x > 0} d^2 S v_x D(\hat{\mathbf{p}}) \right]^{-1}. \quad (26)$$

Здесь безразмерная величина  $\kappa^t$  определена согласно

$$\kappa^t = \frac{V}{8eR_N T \mathcal{Z} \gamma N(0)}. \quad (27)$$

Для широких изолирующих прослоек фактор прозрачности приводит к необходимости учета лишь тех электронов, скорость которых находится в узком конусе вблизи направления нормали к плоскости контакта. Неравновесный член в этом случае упрощается:

$$F = \kappa^t \int_{\Delta_+}^\infty \frac{L(\epsilon)}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta_+^2}} [\nu_{is}(\Delta_+, \epsilon + eV) - \nu_{is}(\Delta_+, \epsilon - eV)] d\epsilon. \quad (28)$$

В этом выражении  $\Delta_+, \Delta'_+$  — сверхпроводящие щели в сверхпроводниках, взятые для импульса, направление которого совпадает с нормалью к контакту,  $\nu_{is}$  — функция плотности состояний в изотропном сверхпроводнике:

$$\nu_{is}(\Delta, \epsilon) = \frac{|\epsilon|}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta|^2}} \theta(|\epsilon| - |\Delta|). \quad (29)$$

Безразмерная функция  $L(\epsilon)$  имеет вид

$$L(\epsilon) = \frac{\langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 / \xi(\mathbf{p}, \epsilon) \rangle}{\langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 \rangle \langle 1/\xi(\mathbf{p}, \epsilon) \rangle} = \frac{\epsilon^2 \nu_\epsilon - \epsilon \Phi_\epsilon}{\langle |\Delta(\mathbf{p})|^2 \rangle \nu_\epsilon}. \quad (30)$$

Здесь  $1/\xi(\mathbf{p}, \epsilon) = \theta(|\epsilon| - |\Delta(\mathbf{p})|) / \sqrt{\epsilon^2 - |\Delta(\mathbf{p})|^2}$ . Функция  $L(\epsilon)$  для больших  $\epsilon$  стремится к единице. Для рассматривавшейся ранее цилиндрической поверхности Ферми и щели  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$  функция  $L(\epsilon)$  выражается через безразмерную переменную  $x = \epsilon/\Delta_0$  следующим образом:

$$L(x) = \begin{cases} 2 [K(x) - E(x)] / K(x), & x \leq 1, \\ 2x^2 [K(1/x) - E(1/x)] / K(1/x), & x > 1. \end{cases} \quad (31)$$

Здесь  $E, K(x) = \int_0^{\pi/2} (1 - x^2 \cos^2 \alpha)^{\pm 1/2} d\alpha$  — полные эллиптические интегралы. Зависимость  $L(\epsilon)$  представлена на рис. 2.

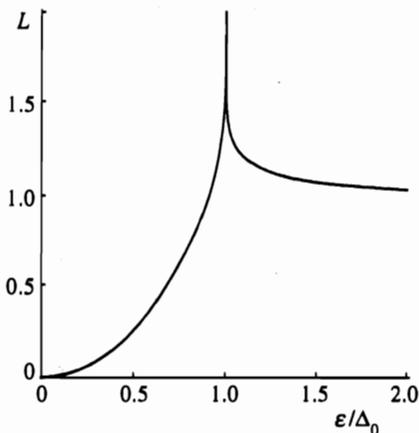


Рис. 2. Функция  $L(\epsilon)$  (30) в сверхпроводнике с цилиндрической поверхностью Ферми и  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$

Стимуляция сверхпроводимости, описываемая выражением (28), обладает многими характерными чертами изотропного случая. При напряжениях  $eV = ||\Delta_+| - |\Delta'_+||$  имеется логарифмическая особенность, а при  $eV = |\Delta_+| + |\Delta'_+|$  эффект стимуляции скачком уменьшается. Более точно, при  $|\Delta'_+| > |\Delta_+|$  и  $eV \approx |\Delta'_+| - |\Delta_+|$  имеем с логарифмической точностью

$$F = \frac{\kappa^t L(eV)}{2} \sqrt{\frac{|\Delta'_+|}{|\Delta_+|}} \ln \frac{|\Delta_+|}{|eV - |\Delta'_+| + |\Delta_+||}. \tag{32}$$

При другом соотношении щелей, когда  $|\Delta'_+| < |\Delta_+|$  и  $eV \approx |\Delta_+| - |\Delta'_+|$ ,

$$F = -\frac{\kappa^t L(eV)}{2} \sqrt{\frac{|\Delta'_+|}{|\Delta_+|}} \ln \frac{|\Delta'_+|}{|eV - |\Delta_+| + |\Delta'_+||}, \tag{33}$$

т. е. эффект стимуляции отрицателен. Если  $eV \lesssim |\Delta_+| + |\Delta'_+|$  эффект стимуляции положителен в обоих случаях, но при  $eV = |\Delta_+| + |\Delta'_+|$  он скачком уменьшается на величину

$$\Delta F = \frac{\pi}{2} \kappa^t L(eV) \sqrt{\frac{|\Delta'_+|}{|\Delta_+|}}. \tag{34}$$

Наиболее существенное отличие от изотропного случая проявляется в асимптотике эффекта стимуляции при больших напряжениях. В то время как в изотропном сверхпроводнике эффект стимуляции обращается в нуль при напряжениях больших порогового  $eV = |\Delta_+| + |\Delta'_+|$ , в анизотропном случае он убывает при больших напряжениях  $\propto 1/V^2$ . Коэффициент пропорциональности может быть положительным или отрицательным в зависимости от  $\Delta_+$ , т. е. от ориентации плоскости контакта по отношению к кристаллическим осям. Выражение для убывания  $F$  при больших напряжениях удобно записать, введя комплексную функцию  $\mathcal{L}(\epsilon)$ , которая определяется первым из соотношений (30) с заменой

$$\frac{1}{\xi(\mathbf{p}, \epsilon)} \rightarrow \frac{\theta(|\epsilon| - |\Delta(\mathbf{p})|)}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta(\mathbf{p})|^2}} - i \frac{\theta(|\Delta(\mathbf{p})| - |\epsilon|)}{\sqrt{|\Delta(\mathbf{p})|^2 - \epsilon^2}}. \tag{35}$$

С учетом этого определения имеем при  $eV \gg |\Delta_+| + |\Delta'_+|$

$$F = \frac{2\kappa^t |\Delta'_+|^2}{(eV)^3} \left[ \int_0^{|\Delta_+|} \frac{\epsilon \operatorname{Im} \mathcal{L}}{\sqrt{|\Delta_+|^2 - \epsilon^2}} d\epsilon + \int_{|\Delta_+|}^{\Delta_0} \frac{\epsilon (\operatorname{Re} \mathcal{L} - L)}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta_+|^2}} d\epsilon \right] = \frac{\kappa^t |\Delta'_+|^2 \Delta_0}{(eV)^3} f_{as} \left( \frac{|\Delta_+|}{\Delta_0} \right). \quad (36)$$

Напомним, что  $\kappa^t$  (27) содержит первую степень  $V$ , а  $\Delta_0$  — максимум модуля  $\Delta(\mathbf{p})$ . Нетрудно убедиться, что  $\operatorname{Re} \mathcal{L} - L > 0$ , а  $\operatorname{Im} \mathcal{L} < 0$ . Поэтому, если значение модуля сверхпроводящей щели для импульса, направленного по нормали к плоскости контакта, близко к максимальному, то эффект стимуляции отрицателен при больших напряжениях, если же близко к минимальному, то неравновесный член при больших напряжениях, напротив, положителен. Данное утверждение справедливо для общего случая анизотропного спаривания, а не только для специального, рассматриваемого в работе.

Для цилиндрической поверхности Ферми и  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$  использование соотношения Лежандра для эллиптических интегралов приводит к

$$\operatorname{Im} \mathcal{L}(\epsilon) = -\frac{\pi}{K^2(\epsilon) + K^2(\sqrt{1 - \epsilon^2})},$$

$$\operatorname{Re} \mathcal{L}(\epsilon) - L(\epsilon) = \frac{\pi K(\sqrt{1 - \epsilon^2})}{K(\epsilon) [K^2(\epsilon) + K^2(\sqrt{1 - \epsilon^2})]}. \quad (37)$$

Функция  $f_{as}(x)$  для этого случая представлена на рис. 3.

При малой толщине изолирующей прослойки можно использовать модельную зависимость прозрачности  $D(\hat{\mathbf{p}}) = D_0 p_x^2 / p_F^2$ , что в сочетании с фактором  $v_x$  приводит к тому, что состояния с импульсами, направления которых близки к нормали к плоскости контакта, входят в выражение для неравновесного члена с большим весом. Поэтому основные черты рассмотренной ранее зависимости  $F$  от напряжения и щелей сверхпроводников, образующих контакт, остаются неизменными. Логарифмические расходимости (32), (33) при этом естественным образом сглаживаются и приводят к конечным выражениям. На рис. 4 представлена зависимость неравновесного члена для данной модельной зависимости прозрачности и цилиндрических поверхностей Ферми сверхпроводников, щели которых задаются выражениями:  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$ ,  $\Delta'(\varphi) = 2\Delta_0 \cos 2\varphi$  (угол отсчитывается от оси  $x$ ). При  $eV = |\Delta'_+| - |\Delta_+| = \Delta_0$  эффект стимуляции максимален, при  $eV = |\Delta'_+| + |\Delta_+| = 3\Delta_0$  он резко уменьшается. При больших напряжениях неравновесный член отрицателен, так как  $|\Delta_+| = \Delta_0$ .

В рассмотренной частной конфигурации отсутствует подавление анизотропного параметра порядка вблизи плоскости туннельного контакта, если отражение на границе имеет зеркальный характер. В общем случае такое подавление происходит (см. граничные условия в [13]). Поскольку изменение параметра порядка определяется масштабом температурно-зависящей длины когерентности, а выражение для тока через контакт характеризуется нелокальностью порядка длины когерентности при нулевой температуре [13], то для вычисления накачки  $I$  необходимо подставить в (24) плотность состояний вблизи плоскости контакта. В частности, величину  $\Delta_+$ , фигурирующую в (28), необходимо вычислять с учетом указанного подавления. Разумеется,  $L(\epsilon)$  изменять не нужно,

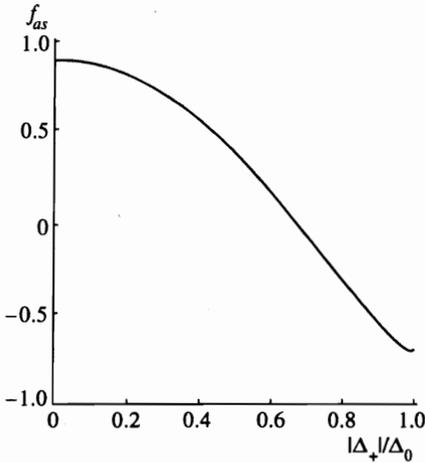


Рис. 3

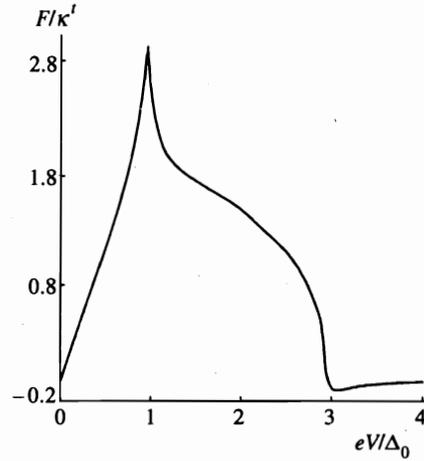


Рис. 4

Рис. 3. Асимптотика  $f_{as}(x)$  (36) в сверхпроводнике с цилиндрической поверхностью Ферми и  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$

Рис. 4. Неравновесный член  $F/\kappa^t$  (26) для контакта сверхпроводников с цилиндрическими поверхностями Ферми,  $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos 2\varphi$ ,  $\Delta'(\varphi) = 2\Delta_0 \cos 2\varphi$  и модельной прозрачностью  $D(\hat{p}) = D_0 p_x^2/p_F^2$

поскольку эта функция описывает объемные свойства сверхпроводника. Для широкого диапазона ориентаций вблизи  $T_c$  можно полагать щель на границе равной нулю. Эффект стимуляции, как следует, например, из (36), при этом не обращается в нуль, если  $\Delta'_+ \neq 0$ , что имеет место при определенных ориентациях контакта либо при изотропии стимулирующего сверхпроводника.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предлагаемой работе найдены особенности электромагнитной, акустической и туннельной стимуляций в анизотропных сверхпроводниках. Неравновесный член (15) в уравнении Гинзбурга–Ландау, описываемый выражениями (9), (16), характеризуется более резким, чем в изотропном случае, максимумом. Акустическая стимуляция как функция частоты падающей продольной звуковой волны по-прежнему определяется выражением (16) и положительна во всей рассматриваемой области частот, в то время как для изотропных сверхпроводников она отрицательна при  $\omega > 2\Delta_0$ . Указанные отличия обусловлены иными значениями усредненных факторов когерентности в анизотропных сверхпроводниках. Неравновесный член при туннельной стимуляции зависит от ориентации плоскости контакта по отношению к кристаллическим осям (см. (32)–(34)) в силу зависимости вероятности туннелирования электрона от направления импульса и в отличие от изотропного случая не равен нулю при больших напряжениях (36). Его знак при больших напряжениях также зависит от ориентации.

Автор благодарен Ю. С. Барашу и Е. Г. Максимова за полезные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16249). Автор также признателен Forschungszentrum Jülich GmbH.

## Литература

1. G. M. Eliashberg and B. I. Ivlev, in *Nonequilibrium Superconductivity*, ed. by D. N. Langenberg, A. I. Larkin, North-Holland, Amsterdam (1986), p. 211.
2. А. М. Гулян, Г. Ф. Жарков, *Сверхпроводники во внешних полях (неравновесные явления)*, Наука, Москва (1990).
3. Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **11**, 186 (1970).
4. Г. М. Элиашберг, ЖЭТФ **61**, 1254 (1971).
5. Дж. Шриффер, *Теория сверхпроводимости*, Наука, Москва (1970).
6. C. J. Pethick and D. Pines, Phys. Rev. Lett. **57**, 118 (1986).
7. M. Sigrist and K. Ueda, Rev. Mod. Phys. **63**, 239 (1991).
8. D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2134 (1993).
9. D. A. Brawner and H. R. Ott, Phys. Rev. B **50**, 6530 (1994).
10. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 593 (1994).
11. W. Braunisch, N. Knauf, G. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1908 (1992); Phys. Rev. B **48**, 4030 (1993).
12. Е. А. Шаповал, ЖЭТФ **88**, 1073 (1985).
13. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **52**, 665 (1995).
14. S. V. Shulga, O. V. Dolgov, and E. G. Maksimov, Physica C **178**, 266 (1991).
15. T. Timusk and D. B. Tanner, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore, Vol. I (1989), p. 339; Vol. III (1992), p. 363.
16. P. J. Hirshfeld, P. Wölfle, J. A. Sauls et al., Phys. Rev. B **40**, 6695 (1989).
17. H. Won and K. Maki, Phys. Rev. B **49**, 1397 (1994).
18. Ч. Киттель, *Квантовая теория твердых тел*, Наука, Москва (1967).
19. A. G. Aronov, Yu. M. Gal'perin, V. L. Gurevich, and V. I. Kozub, in *Nonequilibrium Superconductivity*, ed. by D. N. Langenberg, A. I. Larkin, North-Holland, Amsterdam (1986), p. 325.
20. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).