Письма в ЖЭТФ, том ~~10~~ 52, вып. ~~12~~ 5, стр. 912 - 914 10 сентября 1990 г.

ТОКОВЫЙ ШУМ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВЫШЕ T_c, СВЯЗАННЫЙ С НЕУПРУГИМ РАССЕЯНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

К.Э.Нагаев

Вычислен избыточный над равновесным электрический шум в сверхпроводнике с током выше T_c. Он связан с флуктуациями распределения электронов по энергиям. Величина шума в $T/(T-T_c)$ раз больше шума, связанного с флуктуациями электронной температуры. Это вызвано тем, что флуктуации парапроводимости определяются узким интервалом электронных энергий.

Как известно [1], в металлических сверхпроводниках из-за большого времени энергетической релаксации квазичастиц эффекты, связанные с их неравновесностью, играют большую роль. В частности, вследствие этого в их резистивных состояниях флуктуации распределения по энергиям квазичастиц в них приводят к сильному избыточному над равновесным (токовому) шуму [2]. Интересно выяснить, какой токовый шум создают эти флуктуации в области парапроводимости выше T_c.

Зависящие от температуры поправки к проводимости нормального металла вблизи сверхпроводящего перехода даются стандартными диаграммами, рассмотренными в [3] и [4,5]. В этих работах соответствующие им вклады были вычислены в случае равновесного распределения электронов.В случае произвольного неравновесного распределения электронов по энергиям аналитические выражения для поправок к плотности тока в поле $\vec{A}$ частотой ω_0 имеют вид

$$\vec{j}_{AL} = -i\frac{\vec{A}}{c}\frac{\pi^3 N^3 D^2}{32T^2}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\, q^2\int\frac{d\omega}{2\pi}\,\times$$

$$\times K^R(\omega,\vec{q}\,)[K^R(\omega+\omega_0,\vec{q}\,)-K^R(\omega,\vec{q}\,)+K^A(\omega-\omega_0,\vec{q}\,)-K^A(\omega,\vec{q}\,)]K^A(\omega,\vec{q}\,), \quad (1)$$

$$\vec{j}_{MT} = i\frac{\vec{A}}{c}\frac{\pi e^2 N}{4m^2}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\int\frac{d\omega}{2\pi}K^R(\omega,\vec{q})K^A(\omega,\vec{q}\,)\int d^3r_1\int d^3r_2\int\frac{d\epsilon}{2\pi}$$

$$< G^A(\epsilon,\vec{r}\,',\vec{r}_1\,)\frac{\partial}{\partial\vec{r}_1}G^R(\epsilon+\omega_0,\vec{r}_1,\vec{r}\,)[G^R(\omega-\epsilon,\vec{r}\,',\vec{r}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{r}_2}G'(\omega-\epsilon-\omega_0,\vec{r}_2,\vec{r}\,)+ \quad (2)$$

$$+\; G\;(\omega-\epsilon,\vec{r}\,',\vec{r}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{r}_2}G^A(\omega-\epsilon-\omega_0,\vec{r}_2,\vec{r}\,)] >_{\vec{q}}\,.$$

Здесь D - коэффициент диффузии электронов, N - фермиевская плотность состояний, угловые скобки обозначают усреднение по расположениям примесей, индекс $\vec{q}$ при них обозначает взятие фурье-образа по разности координат $\vec{r}-\vec{r}\,'$. Келдышевская функция Грина G' [6] выражается через запаздывающую и опережающую функции Грина и неравновесную функцию распределения электронов по энергиям $F(\epsilon)$ [7]:

$$G'(\epsilon,\vec{r},\vec{r}\,') = [G^A(\epsilon,\vec{r},\vec{r}\,') - G^R(\epsilon,\vec{r},\vec{r}\,')]F(\epsilon) \quad (3).$$

В равновесии $F(\epsilon) = th(\epsilon/2T)$. Запаздывающие и опережающие куперовские пропагаторы определяются выражениями [3]

$$K^{R(A)}(\omega,\vec{q}\,) = [i/\lambda + \Pi^{R(A)}(\omega,\vec{q}\,)]^{-1}, \quad (4)$$

где λ - константа электрон-фононного взаимодействия,

$$\Pi^{R(A)}(\omega,\vec{q}\,) = \int\frac{d\epsilon}{2\pi} < G^{R(A)}(\epsilon,\vec{r},\vec{r}\,')G'(\omega-\epsilon,\vec{r},\vec{r}\,') >_{\vec{q}}\,. \quad (5)$$

Ограничимся рассмотрением грязного сверхпроводника ($1/\tau \gg T$). Линеаризуя выражения (1)–(5) по флуктуации функции распределения электронов по энергиям $\delta F(\epsilon) = F(\epsilon) - th(\epsilon/2T)$, получаем следующее выражение для флуктуаций проводимости

$$\delta\sigma = \delta\sigma_{AL} + \delta\sigma_{MT} = 32e^2T^2D\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\int\frac{d\epsilon}{2\pi}\frac{\epsilon F(\epsilon)}{[\epsilon^2+(\Gamma/2+Dq^2)](\Gamma+Dq^2)} \times$$

$$\times\left\{\left[\frac{3Dq^2}{(\Gamma+Dq^2)^2}+\frac{1}{Dq^2}\right]\left[\frac{1}{\Gamma+Dq^2}+\frac{\Gamma/2+Dq^2}{\epsilon^2+(\Gamma/2+Dq^2)^2}\right] -\right.$$

$$\left.-\frac{\Gamma/2+Dq^2}{\Gamma+Dq^2}\frac{\epsilon^2-3(\Gamma/2+Dq^2)}{[\epsilon^2+(\Gamma/2+Dq^2)]^2}\right\}. \qquad (6)$$

Здесь $\Gamma = 8(T-T_c)/\pi$.

Рассмотрим область температур, где время энергетической релаксации электронов τ_ϵ велико по сравнению с временами, характерными для парапроводимости,т.е. $\tau_\epsilon(T-T_c) \gg 1$. В таком случае флуктуации парапроводимости адиабатически следуют за флуктуациями распределения электронов. Пренебрежем также влиянием сверхпроводящих флуктуаций на электрон-фононное взаимодействие. Тогда можно использовать квазиклассическое выражение для коррелятора флуктуаций функции распределения электронов. Как мы увидим в дальнейшем, основной вклад в шум дают электроны с $\epsilon \ll T$. Поэтому в корреляторе существенен только локальный по энергиям член [2]. С помощью ланжевеновского уравнения для δF и коррелятора сторонних потоков для него, приведенных в [2], легко получить, что фурье-образ коррелятора флуктуаций функции распределения равен

$$<<\delta F(\epsilon_1)\delta F(\epsilon_2)>>_\Omega = 4\tau_\epsilon(1+\Omega^2\tau_\epsilon^2)^{-1}\delta(\epsilon_1-\epsilon_2)/NV, \qquad (7)$$

где V - объем сверхпроводника.

Рассмотрим тонкую сверхпроводящую пленку толщиной d. Подставим коррелятор (7) в (6). Логарифмические расходимости, возникающие при интегрировании по малым q, обрезаются при помощи учета энергетической релаксации в электронных функциях Грина. В главном приближении по $ln[\tau_\epsilon(T-T_c)]$ получаем

$$S_\sigma(\Omega) = 2<<\delta\sigma(t_1)\delta\sigma(t_2)>>_\Omega =$$

$$= \frac{3\pi^2}{2^9}\frac{T^5}{(T-T_c)^5}\ln^2[\tau_\epsilon(T-T_c)]\tau_\epsilon\frac{e^4/d^2}{NVT(1+\Omega^2\tau_\epsilon^2)}. \qquad (8)$$

В силу того, что средний термодинамический квадрат флуктуаций электронной температуры $<<\delta T_{el}^2>>\sim T/NV$, найденный нами шум проводимости в $T/(T-T_c)$ раз превышает шум, связанный с флуктуациями электронной температуры. Это связано с тем, что флуктуации электропроводности определяются узким слоем электронных энергий шириной порядка $T-T_c$.

Отношение спектральной плотности флуктуаций напряжения S_U, соответствующего (8), к найквистовскому шуму нормальных электронов S_U^N равно $S_U/S_U^N = E^2VS_\sigma/4T\sigma_N$, где σ_N - проводимость нормального металла. Величина шума напряжения связанного с флуктуациями проводимости, ограничивается максимальной допустимой величиной электрического поля E, которая определяется либо из условия разогрева электронов $\delta T_{el} \sim \tau_\epsilon De^2E^2/T \sim T-T_c$, либо из условия подавления полем флуктуационной сверхпроводимости $De^2E^2/(T-T_c)^2 \sim T-T_c$. Если толщина пленки $d = 100Å$, длина свободного пробега порядка постоянной решетки, $T_c \sim 10$ K, $T_c\tau_\epsilon \sim 10^2$, то максимальный токовый шум при частотах $\Omega \ll \tau_\epsilon^{-1}$ становится порядка найквистовского уже при $T-T_c \sim 1$ K. Таким образом, для металлических сверхпроводников данный токовый шум может наблюдаться в гораздо более широком интервале температур, чем флуктуационная поправка к электропроводности. Интересно выяснить, наблюдается ли температурная зависимость (8) в высокотемпературных сверхпроводниках. Это позволило бы судить о том, связана ли сверхпроводимость в них с механизмом БКШ.

Автор благодарен Ш.М.Когану, С.Н.Артеменко, А.Ф.Волкову и А.Я.Шульману за полезное обсуждение работы.

Литература

1. Non-equilibrium Superconductivity. Eds. D.N.Langenberg, A.I.Larkin. B.V.:Elsevier Sci. Publ.,1986
2. *Коган Ш.М., Нагаев К.Э.* ЖЭТФ,1988, 94, 262.
3. *Асламазов Л.Г., Ларкин А.И.* ФТТ, 1968, 10, 1104.
4. *Maki K.* Prog. Theor. Phys., 1968, 39, 897.
5. *Thompson R.S.* Phys. Rev. B., 1970, 1, 458.
6. *Келдыш Л.В.* ЖЭТФ,1964, 47, 1515.
7. *Ларкин А.И.,Овчинников Ю.Н.* ЖЭТФ, 1977, 73, 229.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 июля 1990 г.