

ЗВУКОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю. М. Гальперин, В. Л. Гуревич, В. И. Козуб

Показано, что на границах сверхпроводника, по которому распространяется звук или в котором существует градиент температуры, возникает разность фаз параметра порядка, пропорциональная разности интенсивностей звука или разности температур. Эту разность фаз можно измерить в сверхпроводящем интерферометре.

Цель настоящей статьи — обсудить два эффекта, звукоэлектрический и термоэлектрический, механизм которых в сверхпроводниках отличается большим своеобразием. Звукоэлектрический эффект состоит в увлечении нормальных возбуждений сверхпроводника бегущей звуковой волной (ср. с [1, 2]). В результате возникает объемный ток нормальных возбуждений, плотность которого обозначается j^{oc} . Поскольку в массивном сверхпроводнике объемного тока существовать не может, должен возникнуть сверхпроводящий ток j_s , компенсирующий ток нормальных возбуждений. Сверхпроводящий ток пропорционален градиенту фазы параметра порядка ϕ . Значит, на концах сверхпроводника, по которому распространяется звук, должна возникнуть разность фаз параметра порядка $\delta\phi$. Эту разность можно измерить, помещая образец в качестве плеча интерферометра Джозефсона. Тем самым измеряется объемный ток нормальных возбуждений, по величине которого можно судить как об интенсивности звука [3], так и о спектре и кинетических характеристиках нормальных электронов сверхпроводника.

Звукоэлектрический ток в нормальном проводнике можно найти с помощью простых соображений, принадлежащих Вейнрайху [3]. Акустическая энергия, поглощаемая электронами в единице объема в единицу времени есть $\Gamma_n S$, где Γ_n – коэффициент поглощения звука, S – плотность потока звуковой энергии. Значит, импульс (точнее – квазиимпульс), передаваемый электронам, есть $\Gamma_n S / w$, где w – скорость звука, а возникающий звукоэлектрический ток есть, по порядку величины $j^{ac} = \sigma \Gamma_n S / e N_0 w$, где σ – остаточная проводимость нормального металла (предполагается, что преобладает примесное рассеяние), e – заряд электрона, N_0 – концентрация электронов. В сверхпроводнике увлекаются звуковой волной не все электроны, а лишь их доля $(N_0 - N_s) / N_0$, где $N_s(T, \Delta)$ – число сверхпроводящих электронов, определенное, например, в [4, 5]. Отсюда получается следующая порядковая оценка для звукоэлектрического тока нормальных возбуждений в сверхпроводнике:

$$j^{ac} = \frac{\sigma \Gamma_n S}{e N_0 w} \frac{N_0 - N_s}{N_0} \quad (1)$$

Строгие расчеты, основанные на кинетическом уравнении для возбуждений сверхпроводника, показывают, что в действительности эта формула является точной для изотропного закона дисперсии электронов проводимости. Она оказывается справедливой при любом значении параметра $q\ell$ (ℓ – длина свободного пробега электронов, q – волновой вектор звука) и любой интенсивности звука. Выражения для Γ_n в разных случаях, естественно, различны. Они приведены в [6, 7].

Сверхпроводящий ток есть

$$j_s = e N_s \hbar \nabla \phi / 2m, \quad (2)$$

где m – эффективная масса электрона. Приравнявая полную плотность объемного тока нулю и принимая во внимание соотношение

$$dj_s / dx = - \Gamma_s S \quad (3)$$

можно найти разность фаз параметра порядка на концах проводника $\delta \phi$, если известно выражение для коэффициента поглощения звука в сверхпроводнике Γ_s . Для достаточно низкочастотного звука [6, 7]

$$\Gamma_s = \Gamma_n \frac{2}{\exp\left(\frac{\Delta}{T}\right) + 1}, \quad (4)$$

где Δ – ширина сверхпроводящей щели. С учетом этого количественная теория [7] дает:

$$|\delta \phi| = \frac{2\sigma m \hbar \left(\frac{\Delta}{T}\right)}{e^2 \hbar w N_0 N_s} [S(0) - S(L)], \quad (5)$$

где L – длина кристалла, по которому распространяется звук, а

$$F(x) = \frac{1}{4} (e^x + 1) \int_0^{\infty} \text{ch}^{-2} \left(\frac{1}{2} \sqrt{x^2 + y^2} \right) dy. \quad (6)$$

Аналогичным образом находится разность фаз, обусловленная градиентом температуры в сверхпроводнике. Ток нормальных возбуждений $j^T = -\eta \nabla T$, где

$$\eta = \frac{2\pi^2}{9} \frac{eT}{m} \frac{d}{d\epsilon} [\tau_n(\epsilon) \nu(\epsilon) \epsilon] \Big|_{\epsilon=\mu} G\left(\frac{\Delta}{T}\right); \quad G(x) = \frac{6}{\pi^2} \int_x^{\infty} \frac{y^2 dy}{\text{ch}^2 \frac{y}{2}}. \quad (7)$$

Здесь $\tau_n(\epsilon)$ и $\nu(\epsilon)$ – соответственно время релаксации и плотность состояний для электронов в нормальном проводнике; производная берется при энергии ϵ , равной химическому потенциалу μ . При $\Delta = 0$ $G(x) = 1$, и получается известное (см., например, [8]) выражение для термоэдс нормального металла. Если считать, что изменение как температуры T , так и ширины щели Δ на длине кристалла мало, то

$$|\delta\phi| = \frac{2m\eta}{eN_s} [T(L) - T(0)]. \quad (8)$$

Таким образом, ожидаемая величина как звукоэлектрического, так и термоэлектрического эффектов тем больше, чем больше электронное время релаксации τ_n , определяющее остаточное сопротивление. Если считать $\tau_n \sim 10^{-9}$ сек (что, по-видимому, близко к пределу современных экспериментальных возможностей), то вдали от температуры перехода T_c $\delta\phi$ порядка 1° при S порядка 1 вт/с м^2 или при разности температур δT порядка $0,01^\circ$. Два обстоятельства могут увеличить наблюдаемую разность фаз. Во-первых, при приближении к точке перехода N_s убывает по

закону $\frac{N_s}{N_0} = 2 \frac{T_c - T}{T_c}$, и эффект растет. Второе обстоятельство от-

носится только к термоэлектрическому эффекту и связано с тем, что выражение (7) для коэффициента η не учитывает увлечения электронов фононами. Если изотопическое и примесное рассеяние фононов не очень велико, увлечение может заметно увеличить константу η [9].

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 мая 1973 г.

Литература

- [1] R. N. Parmenter . Phys. Rev., 89, 990, 1953.
[2] В.Л.Гуревич, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, 44, 2131, 1963.

- [3] G. Weinreich. Phys. Rev., 107, 317, 1957.
- [4] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. "Методы квантовой теории поля в статистической физике" М., Физматгиз, 1962 стр. 406,
- [5] И.О.Кулик, И.К.Янсон. "Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах ", М., изд. Наука, 1970, стр. 131.
- [6] Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин. "Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках", М., изд. Наука, 1972, стр. 80.
- [7] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ (в печати).
- [8] А.А.Абрикосов. "Введение в теорию нормальных металлов", М., изд. Наука, 1972, стр. 108.
- [9] Дж. Займан. "Электроны и фононы" М., ИИЛ, 1962, стр. 367.
-