

ОСЦИЛЛЯЦИИ ФАЗЫ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Р. А. Варданян, С. Г. Лисицын

Показано, что при распространении продольного звука вдоль тонкой сверхпроводящей проволоки, находящейся в токовом состоянии, возникают осцилляции фазы параметра порядка. Эти осцилляции можно наблюдать с помощью сверхпроводящего магнетометра.

Согласно многочисленным экспериментальным данным, температура сверхпроводящего перехода T_c зависит от давления или, что то же самое, от относительного изменения объема (см., например, [1, 2]). Ясно поэтому, что при распространении продольного звука в сверхпроводнике щель Δ будет осциллировать. Масштаб изменения щели звуком, при достаточно низких температурах ($T \ll T_c$), легко связать с величинами известными из экспериментов по влиянию давления на сверхпроводимость. Для этого воспользуемся соотношением между Δ и T_c при низких температурах

$$\Delta = \frac{\pi}{\gamma} T_c \quad (1)$$

здесь $\ln \gamma = C = 0,577$. Из формулы (1) видно, что поправка к щели Δ_1 связана с относительным изменением объема следующим образом:

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = - \frac{1}{\kappa T_c} \frac{\partial T_c}{\partial p} \operatorname{div} \mathbf{u}, \quad (2)$$

где $\kappa = -(1/V)(\partial V / \partial p)_T$ (сжимаемость, $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$ – вектор смещения решетки, \mathbf{k} и ω – волновой вектор и частота звука). Значения κ и $\partial T_c / \partial p$ хорошо известны из экспериментов с давлением. Заметим, что формула (2) справедлива при отсутствии эффектов запаздывания, которые, вообще говоря, имеют место при распространении звука конечной частоты. Нас, однако, будут интересовать сравнительно низкие частоты ($\sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$), при которых запаздыванием можно пренебречь.

Рассмотрим сверхпроводящую проволоку радиуса R такого, что

$$l \ll R \ll \delta_L$$

здесь l – длина свободного пробега электрона, а δ_L – лондоновская глубина проникновения поля. Неравенство $l \ll R$ позволяет, в частности, не учитывать характер отражения электронов от стенок образца, а условие $R \ll \delta_L$ обеспечивает одномерность задачи. Из последнего вытекает, что условие электронейтральности

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0 \quad (3)$$

эквивалентно постоянству плотности тока \mathbf{j} вдоль проволоки.

Пусть по проволоке распространяется продольный звук и течет ток. Связь тока с полем в грязном сверхпроводнике дается соотношением

$$\mathbf{j} = - \frac{c}{4\pi} \delta_L^{-2} \mathbf{Q} + \sigma \mathbf{E} \quad (4)$$

здесь $\mathbf{Q} = \mathbf{A} - \frac{c}{2e} \nabla \chi$ — градиентно-инвариантная величина, в которой \mathbf{A} — вектор-потенциал, а χ — фаза щели, $\delta_L = \frac{c}{2\pi} \left(\Delta \sigma \tanh \frac{\Delta}{2T} \right)^{-1/2}$ — лондоновская глубина проникновения, σ — проводимость металла в нормальном состоянии, \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Если частота тока $\omega_0 \ll \Delta$, то вторым членом в (4) можно пренебречь.

Рассмотрим сначала случай постоянного тока. Поскольку звук вызывает колебания Δ , а значит и δ_L (вкладом колебаний σ в ток для большинства сверхпроводников можно пренебречь), то из уравнений (3) и (4) видно, что фаза щели χ должна осциллировать со звуковой частотой ω . Следовательно, на концах отрезка проволоки длиной в нечетное число полувольт звука возникает разность фаз

$$\delta \chi(t) = \frac{16e\pi}{\hbar c^2} \frac{j_0 \delta_{L0}^2}{\kappa T_c} \frac{\partial T_c}{\partial p} u_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

Здесь δ_{L0} — лондоновская глубина в отсутствии звука. Если вместо постоянного тока j_0 , пропускать по проволоке переменный ток частоты ω_0 , то χ будет осциллировать с комбинационными частотами $|\omega \pm \omega_0|$, среди которых при $\omega_0 = \omega$ будет нулевая гармоника. Оценим возможный масштаб эффекта. Пусть $\omega \sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $j_0 \sim 10^6 \text{ а/см}^2$, $\delta_L \sim 300 \text{ \AA}$, а плотность потока звуковой энергии $W \sim 10 \text{ вт/см}^2$. Подставляя эти значения в (5) получим:

$$|\delta \chi| \sim 10 \text{ град}.$$

Если две точки образца с разными фазами замкнуть тонкой ($R \ll \delta_L$) сверхпроводящей проволокой, то в образовавшемся кольце возникнет переменный ток, магнитное поле которого можно измерить с помощью сверхпроводящего магнитометра. Отметим, что величина описанного эффекта при средних температурах $T \lesssim T_c$ может быть того же порядка, что и акустоэлектрического эффекта предсказанного в работе Гальперина, Гуревича и Козуба [3]. Однако, акустоэлектрический эффект пропорционален концентрации нормальных носителей и при $T \rightarrow 0$ убывает как $\exp(-\Delta/T)$, вблизи же T_c он возрастает по закону $(1 - T/T_c)^{-1}$. В нашем случае эффект пропорционален плотности тока и поэтому выгодно использовать токи порядка критических. Следовательно, с понижением температуры эффект возрастает; так вблизи T_c он ведет себя как $(1 - T/T_c)^{1/2}$, при низких же температурах ($T \ll T_c$) он слабо зависит от T .

Авторы признательны Л.П.Горькову, Б.И.Ивлеву, В.В.Шмидту и Г.М.Элиашбергу за ценные дискуссии.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 января 1974 г.

Литература

- [1] Н.Б.Брандт, Н.И.Гинзбург. ЖЭТФ, 50, 1260, 1966.
 - [2] R. J. Boughton, J.L.Olsen, C.Palmy, Progress in Low Temperature Physics ed Gorter New York, 6, 163, 1970.
 - [3] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 65, 1045, 1973;
Письма в ЖЭТФ, 17, 687, 1973.
-