

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 5, стр. 329 – 331 5 сентября 1974 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

A.Г.Аронов, B.Л.Гуревич

В работе показано, что в сверхпроводнике при $T \sim T_c$ возможны электронные колебания звукового типа конечной амплитуды, хотя колебания малой амплитуды сильно затухают. Скорость такого звука порядка скорости Ферми и слабо зависит от температуры.

При конечных температурах сверхпроводник представляет собой двухкомпонентную систему из сверхпроводящего конденсата и нормальных возбуждений. В чистом сверхпроводнике можно было бы ожидать существования колебаний звукового типа. В процессе такого колебания сверхтекучая компонента совершает волновое движение за счет специфической жесткости конденсата (которая в нейтральном фермигазе обеспечивала возникновение звука Боголюбова [1]). Нормальная же компонента движется без столкновений в противофазе со сверхтекучей, так что выполняется условие квазинейтральности. При этом частота колебаний ω должна быть много больше частоты столкновений нормальных возбуждений (r^{-1})¹⁾.

¹⁾ В этом существенное различие между электронным звуком, изучаемым в данной работе, и вторым звуком в сверхпроводнике [2], который может существовать лишь в пределе частых столкновений возбуждений друг с другом.

Сохранение нейтральности возможно только если нормальные возбуждения достаточно эффективно экранируют электрические поля, возникающие при колебаниях плотности конденсата. При $T \ll \Delta$ (Δ – полуширина сверхпроводящей щели) нормальных возбуждений мало, и малы их скорости, так что они не успевают "догнать" звуковую волну, скорость которой оказывается порядка скорости Ферми v_F . А это значит, что интервал температур, в котором мог бы существовать электронный звук в сверхпроводнике ограничен неравенством $T \gtrsim \Delta$, т.е. T порядка критической температуры T_c .

Однако в действительности электронный звук малой амплитуды существовать не может. При T порядка T_c в сверхпроводнике скорость нормальных возбуждений порядка скорости звука, и звук отсутствует из-за большого бесстолкновительного затухания.

Дальнейшие рассуждения основываются на аналогии с результатами работ [3], в которых изучалось затухание обычного звука в сверхпроводниках и нормальных проводниках и было показано, что затухание падает при увеличении интенсивности звука. Мы показали, что аналогичное явление имеет место и при затухании электронного звука в сверхпроводнике.

Полная система уравнений, использованных для построения теории электронного звука в сверхпроводнике¹⁾ включает интегральное уравнение для сверхпроводящей щели Δ – функционала от неравновесной функции распределения нормальных возбуждений, кинетическое уравнение и уравнение неразрывности (или эквивалентное ему условие квазинейтральности), служащее для определения фазы параметра порядка [4].

В поле звуковой волны все квазичастицы можно подразделить на большую группу нерезонансных и малую группу резонансных, у которых скорость в направлении распространения звука – оси z – почти совпадает со скоростью звука w . Первые (вместе с конденсатом) формируют закон дисперсии звука. Вторые ответственны за его поглощение. Они совершают периодическое движение в поле волны с характерной частотой ω_0 . Звук считается сильным при $\omega_0 > 1/r$.

По истечении времени r резонансная квазичастица испытывает рассеяние и присоединяется к нерезонансным возбуждениям, образующим термостат. Работа, совершаемая полем волны над резонансной частицей, пропорциональна $1/\omega_0 r$, так как за целое число периодов работа равна нулю. В итоге коэффициент пространственного затухания звука Γ оказывается порядка

$$\Gamma \sim \omega_0 / w \omega_0 r.$$

Изменение энергии квазичастиц в поле волны есть по порядку величины $w p_s$, где p_s – переменный импульс конденсата, обусловленный звуком. Отсюда

$$\omega_0 \sim (\omega_0 / w) \sqrt{p_s w / m^*},$$

¹⁾ Подробная количественная теория электронного звука будет опубликована в другом месте.

где m^* – эффективная масса резонансных квазичастиц. Имеем:

$$m^*/m = (1/m) (\partial p_z / \partial u) \approx \epsilon_e \xi_p^2 / mw^2 \Delta^2,$$

где $\xi_p = (p^2 - p_F^2) / 2m$, $\epsilon_p = \sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2}$, u, z – компонента скорости квазичастиц. Поскольку при $T \approx \Delta \approx T_c$ характерные энергии квазичастиц $\epsilon_p \sim \xi_p \sim T_c$, то

$$m^*/m \sim T_c / mw^2 \ll 1.$$

В результате для Γ получается следующая оценка

$$\Gamma w / \omega \sim 1 / \omega r \sqrt{T_c / wp_s} \ll 1.$$

В сверхпроводнике с T_c порядка нескольких градусов, ω (которое должно быть меньше Δ) может достигать 10^{11} сек^{-1} . Если считать $\omega_0 \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ (что соответствует плотности потока звуковой энергии порядка $1 \text{ см}/\text{см}^2$), а $r \sim 10^{-8} \text{ сек}$, то $\Gamma \sim 10 \text{ сек}^{-1}$, т.е. в достаточно чистых сверхпроводниках такие волны могут наблюдаться.

Закон дисперсии звука определяется вкладом нерезонансных возбуждений, для которых нелинейность мала по параметру $(wp_s)^2 / \Delta^2 \ll \ll 1$. Решая дисперсионное уравнение, мы нашли, что при $\Delta \ll T_c$ скорость звука определяется следующим выражением:

$$w = v_F [0.83 \sim 0.52 (\Delta/T)].$$

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 июля 1974 г.

Литература

- [1] Н.Н.Боголюбов. *Nuovo Cim.*, 7, 6, 754, 1958; Н.Н.Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. М., изд. АН СССР, 1958.
- [2] В.Л.Гинзбург. *ЖЭТФ*, 41, 828, 1961.
- [3] Ю.М.Гальперин, В.Д.Каган, В.И.Козуб. *ЖЭТФ*, 62, 154, 1972; Ю.М. Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. *ЖЭТФ*, 65, 1045, 1973.
- [4] А.Г.Аронов, В.Л.Гуревич. *ФТТ*, 16, №9, 1974.