

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗВУК В МЕТАЛЛЕ

Н.Г.Бурма, Е.Ю.Дейнека, В.Д.Филь

В образцах сверхчистого галлия обнаружено распространение сигналов с фермиевской скоростью, интерпретируемое авторами как проявление колебаний типа нулевого звука.

На возможность существования коллективных колебаний типа нулевого звука в заряженной ферми-жидкости указано более 30 лет назад¹, однако до сих пор они не были найдены, что, конечно, вызвало и определенный скептицизм в теоретических оценках². Не были обнаружены и колебания типа второго звука³, которые могут распространяться в компенсированных металлах.

В наших экспериментах в образцах сверхчистого галлия обнаружено распространение сигналов со скоростями порядка фермиевской, возбуждаемых продольной акустической волной относительно низкой частоты ($\omega/2\pi = 50 \div 200$ МГц). Характер их поведения, мы полагаем, достаточно определенно указывает на принадлежность к волнам типа нулевого звука.

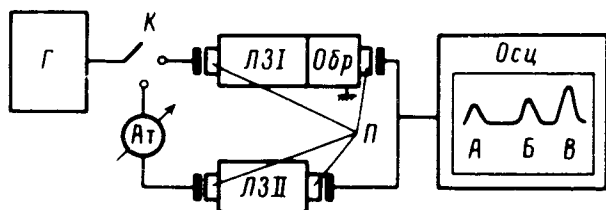


Рис. 1. Схема эксперимента. Г – генератор, К – переключатель, Ат – аттенюатор, П – пьезопреобразователи, ЛЗ – линии задержки, Обр – Образец, Ось – осциллограф

Упрощенная схема эксперимента представлена на рис. 1. Толщины использовавшихся образцов $L \sim 2,5 \div 5$ мм, длительность огибающей радиоимпульсов $0,5 \div 1$ мкс, задержка в линии задержки $t_{\text{зад}} \sim 2$ мкс, что позволяло надежно разделять во времени все сигналы. Сигнал А – просачивание части энергии возбуждающего радиоимпульса на вход приемника, В – звуковой сигнал, прошедший линию задержки и образец. Время прихода сигнала Б практически совпадало с $t_{\text{зад}}$, что означало: а) сигнал Б проходил образец со скоростью, существенно превышающей звуковую; б) либо вообще его миновал за счет наводки из-за неидеального заземления образца при трансформации упругой волны в электромагнитный сигнал на границе образец–линия задержки. Последний вариант мог быть единственной причиной возможного артефакта и его исключению было уделено серьезное внимание. Сигнал Б практически не изменял свою амплитуду U_B по отношению к сигналу В, если с другой стороны образца ставилась еще одна линия задержки. При этом в случае б) трансформация должна была бы происходить два раза (звук–электромагнитный сигнал–звук), и вследствие малости коэффициента трансформации, существенно уменьшать U_B . Кроме того, сигнал Б (также, как и В) отсутствовал, если в образце создавался поперечный разрез на пути звукового пучка.

Основные свойства сигнала Б:

1. Форма огибающей сигнала Б практически совпадала с сигналами А и В.
2. Скорость v_B была оценена из сравнения задержки сигнала Б по отношению к времени пробега звука в линии задержки ЛЗ II идентичной ЛЗ I (рис. 1): $v_B = (1,8 \pm 0,9) \cdot 10^7$ см·с⁻¹ и не зависела от частоты в пределах точности оценок.
3. Условия существования. Температурные зависимости U_B и v_B приведены на рис. 2 ($\Delta v_B / v_B$ измерено фазовым методом, требующим для получения численных величин зна-

ния абсолютного значения U_B , поэтому относительная точность $\Delta U_B / U_B$ совпадает с относительной точностью оценки U_B). Сигнал B появляется при гелиевых температурах и уменьшается ниже T_c . Время релаксации импульса τ в интервале $4,2 \div 1,7$ К в наших образцах меняется от $2 \cdot 10^{-9}$ с до $6 \cdot 10^{-9}$ с, так что необходимым условием существования сигнала является, по-видимому, выполнение соотношения $\omega \tau \gg 1$.

4. Зависимость от магнитного поля H иллюстрирует рис. 3. В малых полях имеются довольно большие вариации U_B , связанные, возможно, с эффектами типа геометрического резонанса. Однако более важно, что сигнал B существует в области полей от $H = 0$, по крайней мере, 15 кЭ. Отклонение \mathbf{H} от перпендикулярности к волновому вектору звука \mathbf{q} не приводит к существенным изменениям, хотя для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$ осцилляционные явления при малых H исчезают.

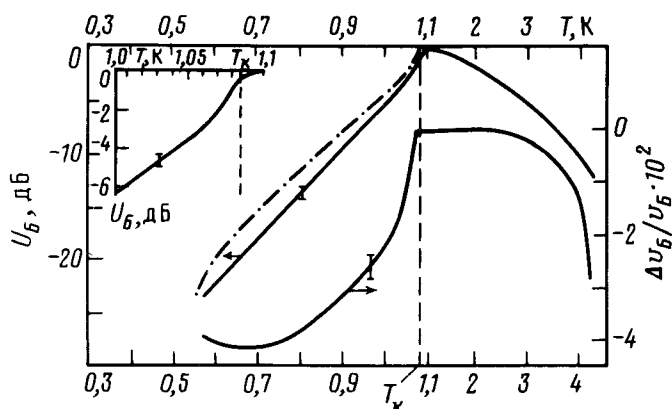


Рис. 2. Зависимости $U_B(T)$ и $\Delta U_B / U_B(T)$. $H = 0$, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$, $\omega / 2\pi = 50$ МГц, T_c — температура сверхпроводящего перехода. Масштабы по T слева и справа от T_c разные. Штрихпунктир — расчет $\alpha_s(T)$. На вставке: $U_B(T)$ вблизи T_c

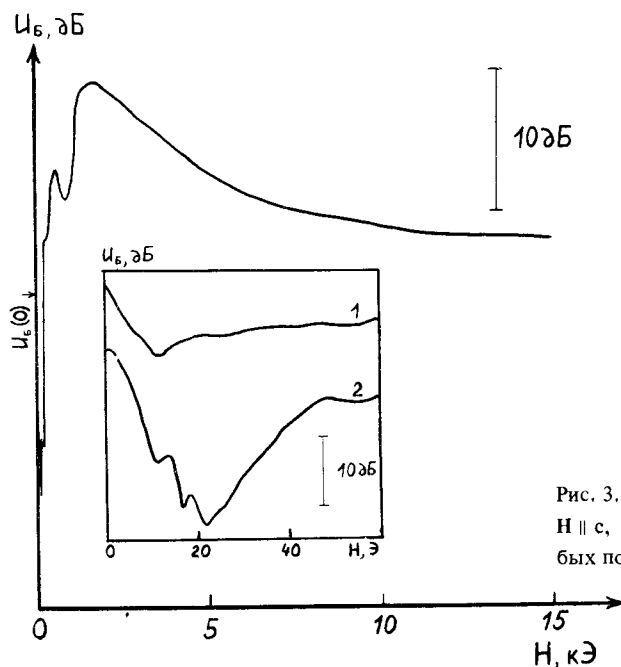


Рис. 3. Зависимости $U_B(H)$: $L = 3,7$ мм, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, $\omega / 2\pi = 150$ МГц. На вставке: область слабых полей; 1 — 50 МГц, 2 — 150 МГц

5. Максимальная величина U_B при $L = 3,7$ мм — на $60 \div 65$ дБ ниже уровня возбуждающего сигнала. В то же время U_B практически не связана с U_B , в частности, в условиях эффекта отклонения можно получить $U_B > U_B$. Это обстоятельство, а также п. 1, однозначно

свидетельствуют, что прямая и обратная трансформация упругой энергии в сигнал B происходят на границах образца, вероятнее всего, на длине звуковой волны.

6. Затухание Γ . Можно предположить, что U_B описывается выражением: $U_B \sim K^2 \exp(-\Gamma L)$ (K -- коэффициент трансформации). На возможность такого представления указывает то, что температурные изменения $\lg U_B$, измеренные на одной частоте в образцах различной толщины, пропорциональны L . Из сравнения U_B в образцах разной толщины, в предположении идентичности их электронных характеристик, оценено Γ . Для $\omega/2\pi = 50$ МГц, при $T = 1,7$ К, $H = 0$, $\Gamma \sim 6 \text{ см}^{-1}$. Соотношение между реальной ω/v_B и мнимой частями волнового вектора (~ 3) в целом близко к $\omega\tau$ (~ 2), учитывая, что τ определялось из другого физического эффекта (изменения скорости звука в сильном поле при $H \perp q$).

Фермиевские значения v_B указывают на электронное происхождение сигнала B , а возможность возбуждения и приема его пьезопреобразователями -- на заметную связь волны с решеткой, по крайней мере, на границах образца. Мы полагаем, что физическая природа сигнала B одинакова как при $H = 0$, так и в сильном поле $H \perp q$, поскольку ни амплитуда, ни фазовая скорость его существенно не изменяются при изменении H . Отсюда понятно, что никакие баллистические эффекты типа обсуждавшихся в ⁴ квазиволны не могут объяснить в нашем случае распространение сигнала с фермиевской скоростью. Волны типа второго звука ³ существуют при $\omega\tau_A \ll 1$ (τ_A^{-1} -- частота нормальных столкновений), что не согласуется с п. 3. Остается предположить, что сигнал B представляет собой либо нулевой звук, либо переходную область от второго звука к нулевому. Как известно, существование звуковых колебаний в заряженной ферми-жидкости возможно при достаточно большой величине коэффициентов разложения X_n ($n > 1$) неравновесной функции распределения в ряд по сферическим гармоникам ². В связи с этим отметим, что в компенсированном металле X_n , отвечающие синфазным колебаниям электронной и дырочной компонент, могут оказаться подчеркнутыми. Также обратим внимание, что одноосная деформация, изменяя плотность носителей заряда, не может нарушить компенсации, и упругие силы являются сопряженными необходимым искажениям функции распределения, облегчая возбуждение нулевого звука.

Теоретических работ, касающихся влияния на электронный звук сверхпроводящего упорядочения, насколько нам известно, нет, и мы можем лишь обратиться к аналогии со сверхтекучим He^3 . Эксперимент ⁵ и расчет ⁶ показывают, что затухание нулевого звука, за исключением узкой области вблизи T_c , слабо зависит от температуры, а скорость уменьшается до значений, характерных для первого звука (разница $\sim 5\%$). Удивительно, но v_B изменяется весьма похожим образом. В сверхпроводнике также нет оснований ожидать значительных изменений затухания нулевого звука, и вся эволюция U_B связана, по видимому, с изменением K , который определяется силой взаимодействия упругой волны с электронами и пропорционален затуханию звука $\propto \alpha_s^{1/2}$. На рис. 2 в том же логарифмическом масштабе представлено БКМ изменение α_s , достаточно хорошо согласующееся с ходом U_B (согласие может быть улучшено подбором величины энергетической щели $\Delta(0)$).

Как ясно из текста, наблюдение сигнала B не предъявляет сверхжестких требований ни к качеству образцов, ни к методике эксперимента. Основным условием, способствовавшим обнаружению этого сигнала, было нетрадиционное сочетание длинного образца, позволяющего отделить быстрый сигнал от звукового, с линией задержки, отделяющей быстрый сигнал от паразитной наводки.

Авторы благодарны Е.В.Безуглому, Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиовичу, В.Г.Песчанскому за полезные обсуждения.

После написания статьи авторам было указано (Я.Б.Базалий) на неизвестную им, к сожалению, ранее работу (Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, ЖЭТФ, 1963, 44, 1650), в которой проанализированы условия существования нулевого звука в реальном анизотропном металле. Основной ее вывод -- нулевой звук должен существовать в металлах даже с относительно

слабым фермижидкостным взаимодействием: 1) при распространении волны вдоль элементов симметрии; 2) если импульсы электронов, имеющих максимальную проекцию скорости на направление распространения, не принадлежат ни одному из элементов симметрии группы симметрии кристалла. Геометрия эксперимента и поверхность Ферми галлия этим условиям соответствуют.

Литература

1. Силин В.П. ЖЭТФ, 1958, 35, 1243.
2. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.
3. Гуржи Р.Н., Конторович В.М. ЖЭТФ, 1968, 55, 1105.
4. Каганов М.И. УФН, 1985, 145, 507.
5. Wheatley G.C. Physica, 1973, 69, 218.
6. Wölfle P. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 1169; *ibid.*, 1973, 31, 1437.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 мая 1989 г.