

ИЗМЕНЕНИЕ ФОНОННОГО СПЕКТРА СВИНЦА В РЕЗУЛЬТАТЕ ИСКАЖЕНИЙ РЕШЕТКИ

Н.В.Заварицкий

В работе исследуется влияние искажений решетки на свойства сверхпроводников. В качестве метода исследования выбран туннельный эффект, позволяющий в одном эксперименте определять ширину щели в энергетическом спектре электронов сверхпроводника и получать информацию об электрон-фононном взаимодействии. Объектом исследования выбран свинец, туннельные характеристики которого в настоящее время

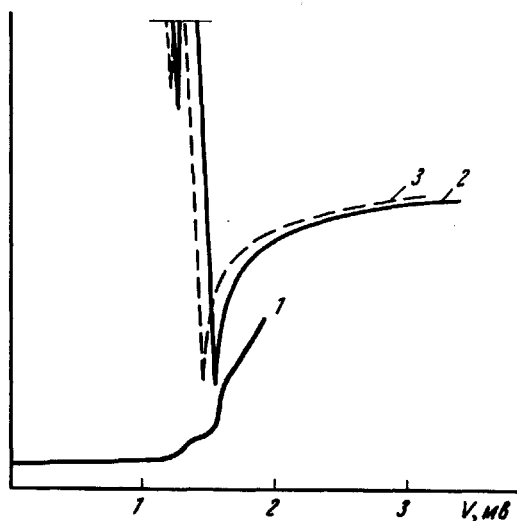


Рис.1. Кривые 1, 2 — $I - V$ и $(dV/dI) - V$ туннельные характеристики образца сконденсированного при $1,6^\circ\text{K}$, 3 — $(dV/dI) - V$ характеристика того же образца, отожженного до 300°K

наиболее полно изучены экспериментально и теоретически [1]. Для создания дефектов в решетке использован метод низкотемпературной конденсации металла, позволяющий получить образцы с предельным искажением решетки. •

Приготовление туннельных переходов при гелиевых температурах производилось ранее описанным способом [2]. В ходе опыта регистрировались $I - V$, $dV/dI - V$, $d^2V/dI^2 - V$ характеристики переходов, в интервале $1 \pm 10^\circ\text{K}$. Каждый из образцов свинца исследовался непосредственно после конденсации при $1,6^\circ\text{K}$ и затем после отжига в течение 12 часов при 80 и 300°K . Толщина исследованных пленок изменялась от 2 до $8 \cdot 10^{-6}$ см.

У свинца, сконденсированного при низких температурах, ширина щели Δ_0 превосходит на $\sim 5\%$ обычное значение $1,35$ мев (рис. 1.). Это различие сохраняется и при отжиге образцов до 80°K . Поскольку при этом не происходит повышения критической температуры [3], этот результат

свидетельствует об увеличении $2\Delta_0/kT_c$ в результате низкотемпературной конденсации. Заметное различие туннельных характеристик свежеосажденных и отожженных образцов $dI/dV(V - \Delta)$, где $\Delta = \Delta_{A1} + \Delta_{Pb}$ наблюдается лишь при $V - \Delta \gtrsim 1$ мВ. Особенно отчетливо различие видно на кривых $d^2I/dV^2(V - \Delta)$. Представленные на рис. 2 данные

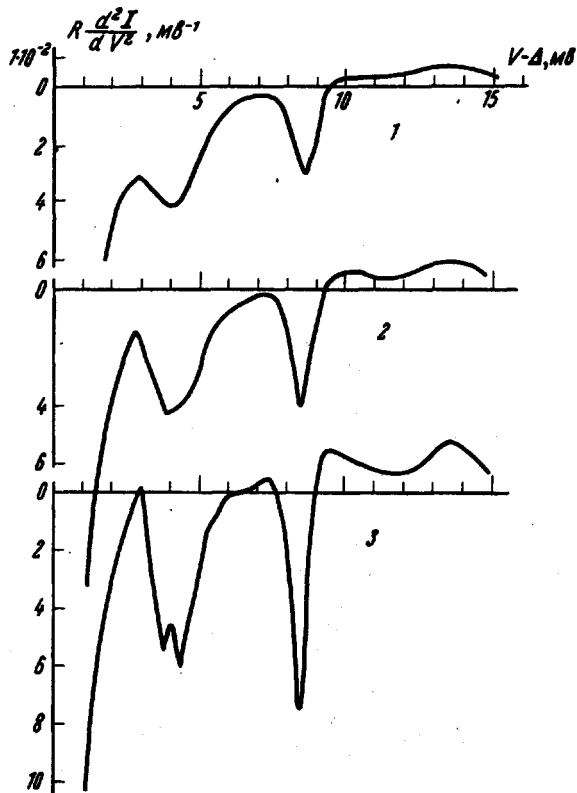


Рис.2. $d^2I/dV^2(V - \Delta)$ -характеристики образца свинца, полученного конденсацией при 1,6°K (кривая 1), отожженного до 80°K (кривая 2) и отожженного до 300°K (кривая 3)

получены у одного образца, приготовленного при 1,6°K и затем последовательно отожженного до 80 и 300°K. В кривые внесена поправка, учитывающая изменение $d^2I/dV^2(V)$ характеристик туннельного перехода в нормальном состоянии (см. [2]). Подобные результаты были получены у большинства исследованных образцов. Различие наблюдалось лишь в деталях характеристик. Например, у ряда образцов, сконденсированных при гелиевых температурах, минимум при 4,5 мВ был выражен не столь резко как на кривой рис. 2, у нескольких образцов отожженных до 300°K тонкая структура минимума вблизи 4,5 мВ не разрешена. $dI/dV(V - \Delta)$ характеристики представлены на рис. 3а. В кривых возможна систематическая ошибка $\sim 0,6\%$, смещающая всю кривую по оси $R(dI/dV)$. Отметим, что туннельные характеристики образцов свинца, отожженных до 300°K, совпадают с ранее полученными в ходе исследования свинца сконденсированного при 300°K.

Немонотонный характер изменения туннельных характеристик при $V > \Delta$ обязан проявлению особенностей фононного спектра сверхпроводника [1,4]. Следовательно, для объяснения полученных данных необходи-

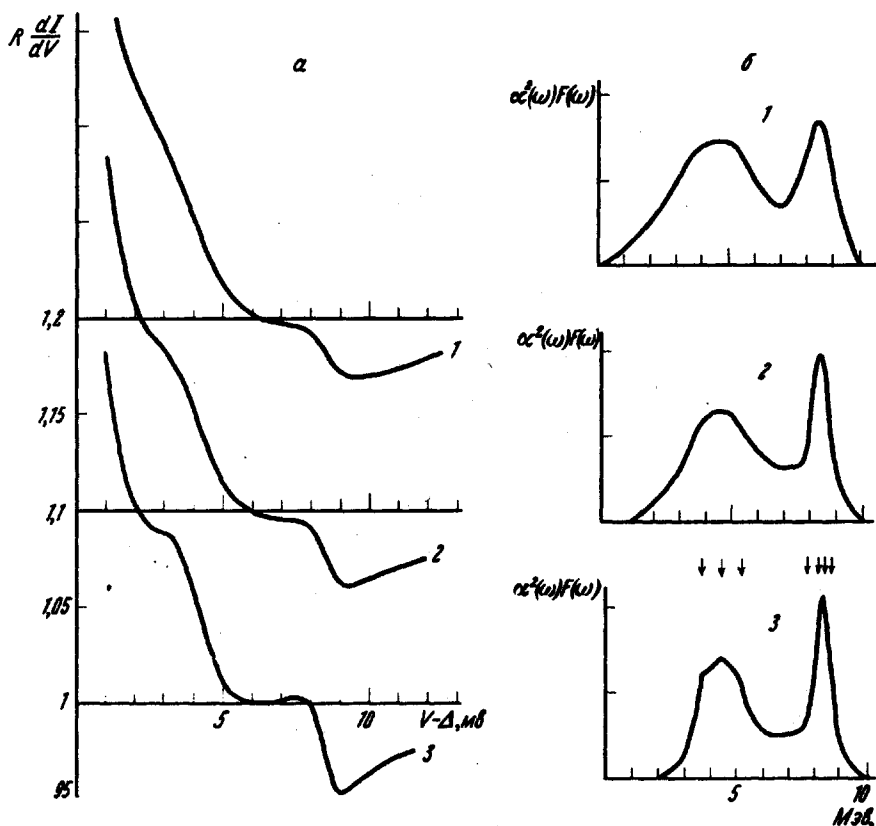


Рис.3. а - $dI/dV(V - \Delta)$ - характеристики образцов свинца, б - $\alpha^2(\omega)F(\omega)$. Кривые 1 - свинец сконденсированный при $1,6^\circ\text{K}$, 2 - отожженный до 80°K , 3 - отожженный до 300°K . Кривая на 3 б взята из работы [1], стрелки указывают особенности Ван-Ховера свинца согласно данным [6]

мо предположить, что низкотемпературная конденсация вызывает изменение спектра свинца. Предположим, что для образцов с большим количеством дефектов в решетке связь между $\Delta(\omega)$ и характеристиками фононного спектра описывается уравнениями Элиашберга [5], записанными в интегральной форме, как например в [2]. Тогда, воспользовавшись полученной зависимостью $R(dI/dV)(V - \Delta)$ можно восстановить плотность распределения фононного спектра свинца, точнее функцию $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, где $F(\omega) = \int dq^3 \delta(\omega_q - \omega)$, $\alpha^2(\omega)$, функция электрон-фононного взаимодействия. Результаты восстановления, в первом приближении, функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ представлены на рис. 3б. Для образцов отожженных до 300°K использованы данные работы [1]. Стрелками отмечены

особенности Ван-Ховера в фононном спектре свинца, согласно нейтронографическим измерениям [6]. Максимумы функции $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ вблизи 4,5 и 8,5 мев обязаны соответственно поперечным и продольным колебаниям решетки свинца.

Наличие дефектов в решетке вызывает, как видно из рис. 3б, расширение максимума $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ вблизи 8,5 мев более чем в два раза. Так как даже в наиболее деформированном образце длина свободного пробега электронов* $\ell \gg 1/q$, это изменение нельзя отнести за счет функции $\alpha^2(\omega)$. Расширение максимумов обязано, очевидно, размазыванию особенностей Ван Ховера в сильно искаженной решетке. Качественно подобный результат следует и из теоретического рассмотрения спектра неупорядоченной системы [7]. Наиболее существенное изменение претерпевает функция $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ в области малых энергий, где происходит как более резкое размазывание максимумов вплоть до $\omega \rightarrow 0$, так и возрастание относительной величины функции $\alpha^2(\omega) F(\omega)$. Очевидно, что подобное изменение функции $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ должно привести к изменению таких характеристик свинца, как теплоемкость, величина эффективной массы электронов, возрастанию отношения $2\Delta_0/kT_C$. Наличие последнего эффекта следует из приведенных выше экспериментальных данных. Подробно эти эффекты будут рассмотрены после уточнения восстановленной функции $\alpha^2(\omega) F(\omega)$.

Обнаруженные в случае свинца, сконденсированного при гелиевых температурах, увеличения роли колебаний с малыми энергиями в электрон-фононном взаимодействии, по-видимому, являются типичными для металлов с предельно искаженной кристаллической решеткой.

Автор благодарен П.Л.Капице за неизменное внимание к работе, А.Р.Ярошенко, принимавшему участие в начальной стадии работы, Б.Д.Юрасову за выполнение сложной стеклотрувной работы.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21 июня 1967 г.

Литература

- [1] W.L.Mc.Millan, J.M.Rowell, Phys.Rev.Lett., 14, 108, 1965.
- [2] Н.В.Заварицкий. Письма ЖЭТФ, 5, 434, 1967.
- [3] W.Buckel, R.Hilsch. Zs. fur Physik, 138, 109, 1954.
- [4] D.J.Scalapino, J.R.Shrieffer, J.M.Wilkins. Phys. Rev., 148, 263, 1966.
- [5] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 38, 966, 1960.
- [6] B.N.Brockhouse, T.Arase, G. Caglioti, K.R.Rao, A.D.B.Woods. Phys. Rev., 128, 1099, 1962.
- [7] И.М.Лифшиц. УФН, 83, 617, 1964.

* Длина свободного пробега электронов составляла $3 \cdot 10^{-7}$ см, $5 \cdot 10^{-7}$ см, для образцов сконденсированных при 1,6°К и отожженных до 80°К. У образцов отожженных до 300°К длина свободного пробега лежала в пределах от $1,4 \cdot 10^{-6}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ см.