

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ В СВИНЦЕ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Н.В.Заварицкий, Е.С.Ицкевич, А.Н.Вороновский

Исследовались туннельные характеристики свинца под давлением до 15 кбар* при 1,3°К. Определено изменение ширины щели Δ в энергетическом спектре электронов сверхпроводника и сдвиг характеристиче-

ских частот фононного спектра свинца под давлением. Полученные результаты использованы для проверки теории сверхпроводников с сильной связью [1].

Объектом исследования являлась система пленок $Al-Al_2O_3-Pb$, изготовленная напылением на стекло [2]. Толщина пленки Pb составляла $\sim 10^{-5}$ см, сопротивление туннельного перехода ~ 100 ом/мм². Для экспериментов под давлением отбирались по туннельным характеристикам

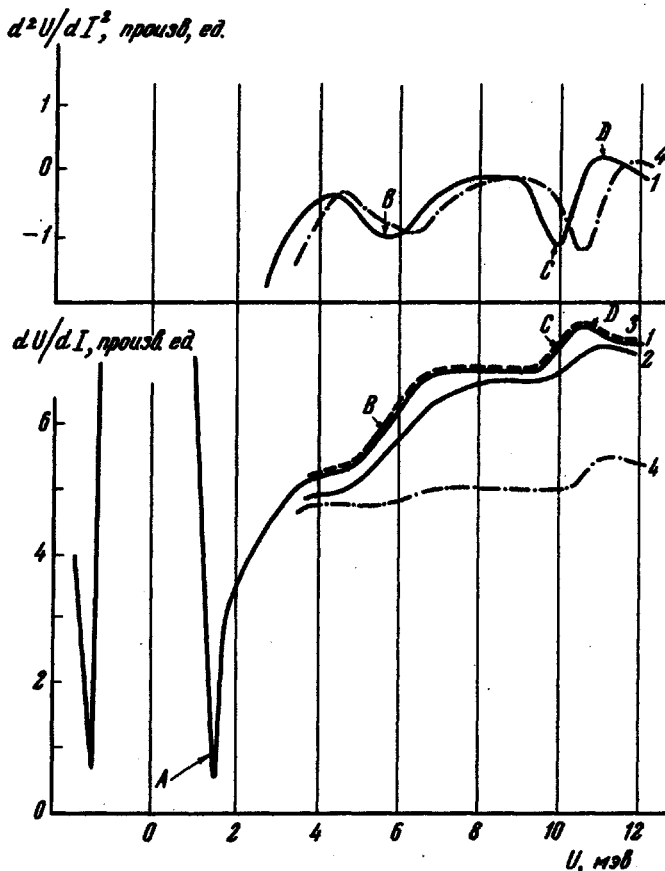


Рис.1. Копии записей $R(U)$ и $r(U)$ при различных давлениях для одного перехода. Номера у кривых соответствуют порядку экспериментов 1, —; $p = 0$; 2 — $p = 10,3 \pm 0,3$ кбар, 4 — $p = 15,5 \pm 0,3$ кбар. Буквами обозначены особенности на кривых

кам образцы без дефектов в слое Al_2O_3 . Гидростатическое давление создавалось методом описанным в [3]. Величина давления рассчитывалась по изменениям критической температуры T_c оловянной проволоки, находящейся в камере высокого давления, по формуле [4] $\Delta T_c = -4,95 \cdot 10^{-5} p + 3,9 \cdot 10^{-10} p^2$ (p в барах). В ходе опыта, как и в [5], регистрировались характеристики исследуемых переходов $dU/dI = R(U)$ и $d^2U/dI^2 = r(U)$.

Приложение давления до 10 кбар обычно не вызывало необратимых изменений характеристик переходов. Существенное ухудшение переходов наблюдалось лишь при максимальном давлении ~15 кбар.

Настоящее сообщение основывается на данных, которые могли быть получены без количественных амплитудных измерений. В работе дискутируется лишь сдвиг под давлением напряжения U , при котором наблю-

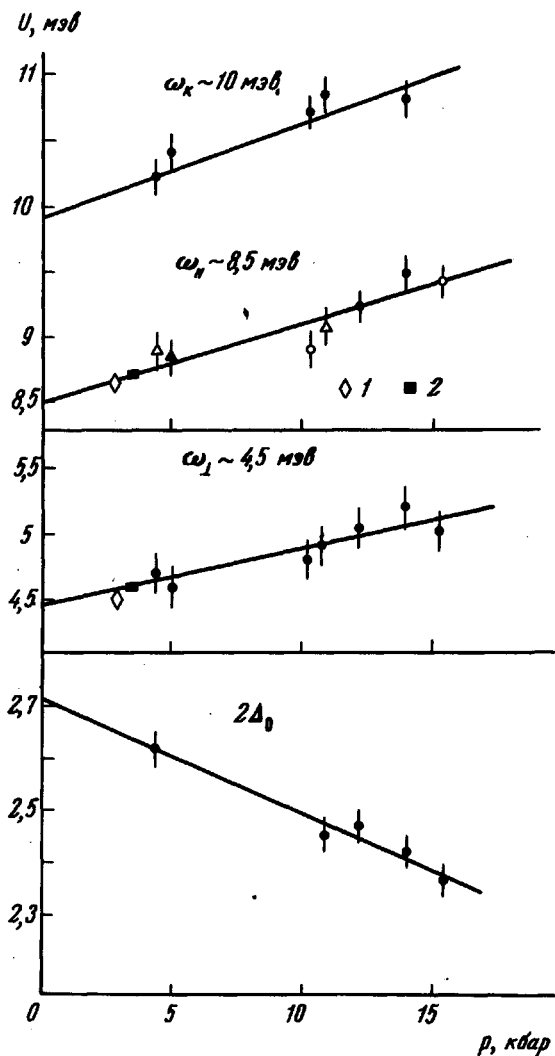


Рис.2. Зависимость от давления положения основных особенностей туннельных характеристик свинца. Разные точки на кривой $\omega_{\parallel} = 8,5$ мэВ отвечают разным образцам: 1 – расчет по данным [8], 2 – расчет по данным [9]

дались основные особенности туннельных характеристик Pb, оказавшийся полностью обратимым. Особенность A (рис.1) обязана проявлению в характеристиках щели Δ , особенности B, C и D – проявлению особенностей Ван-Хова фононного спектра свинца [6]: B – максимуму плотности состояний фононов, точнее функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ [7], обязанному поперечным колебаниям $\omega_{\perp} = U_B - \Delta = 4,5$ мэВ, особенность C – максимуму плотности, обязанному продольным колебаниям $\omega_{\parallel} = U_C -$

$-\Delta = 8,5 \text{ мэв}$, особенность D – граничной верхней энергии для плотности состояний фононов $\omega_k = U_D - \Delta \approx 10 \text{ мэв}$ [7].

На рис.2 представлено положение перечисленных выше особенностей туннельных характеристик при различных давлениях. Величина $2\Delta_0$ рассчитывалась по характеристикам $R(U)$, значение $\omega = U - \Delta_0$ определялось по середине соответствующей особенности $r(U)$ и значению Δ_0 . Там же приведен сдвиг соответствующих частот спектра под давлением в районе 3 кбар согласно как нейтронографическим измерениям [8] так и данным, полученным по туннельному эффекту [9], ставшим нам известными в ходе выполнения работы. В исследованном интервале давлений $2\Delta_0$, ω_L , ω_{II} и ω_k линейно сдвигаются с изменением под давлением расстояния между атомами решетки.

	Исследуемая величина X			
	$2\Delta_0$	ω_L	ω_{II}	ω_k
Энергия X, мэв	2,71	4,45	8,5	9,9
$\left(\frac{dX}{dp}\right) \cdot 10^{-5}, \text{ мэв} \cdot \text{бар}^{-1}$	$2,16 \pm 0,2$	$4,5 \pm 0,6$	$6 \pm 0,6$	7 ± 1
$\left(\frac{d \ln X}{dp}\right) \cdot 10^{-6}, \text{ бар}^{-1}$	8	10,1	7,05	7,1
$\gamma = \frac{d \ln \omega}{d \ln V}$	–	4,95	3,45	3,45
$\left(\frac{d \ln \omega}{dT}\right)_p \cdot 10^{-5}, \text{ град}^{-1}$ [11]	–	-32 ± 6	-13 ± 8	-8 ± 9

В таблице приведены все численные значения. Для расчета параметра Грюнайзена $\gamma = d \ln \omega / d \ln V$ использованы данные по сжимаемости κ свинца при низких температурах [10]. Для сравнения в таблице приведены нейтронографические данные [11] по смещению частот фононного спектра при возрастании температуры $(\partial \ln \omega / \partial T)_p$, также вызывающей изменение межатомного расстояния. По этим данным, зная коэффициент теплового расширения β [10], можно оценить сдвиг ω при уменьшении объема. Полученная величина оказалась в достаточно удовлетворительном согласии с нашими результатами.

Точный расчет, как следует из термодинамики, надо проводить по формуле

$$\left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial T}\right)_V + \frac{\beta}{\kappa} \left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial p}\right)_T.$$

т.е. в действительности сдвиг частот при постоянном давлении происходит также и за счет изменения температуры без изменения объема V , т.е. за счет фонов-фононного взаимодействия. Экспериментальные ошибки в определении $(\partial \ln \omega / \partial T)_P$ в [11] не позволяют надежно выделить этот член $(\partial \ln \omega / \partial T)_V$.

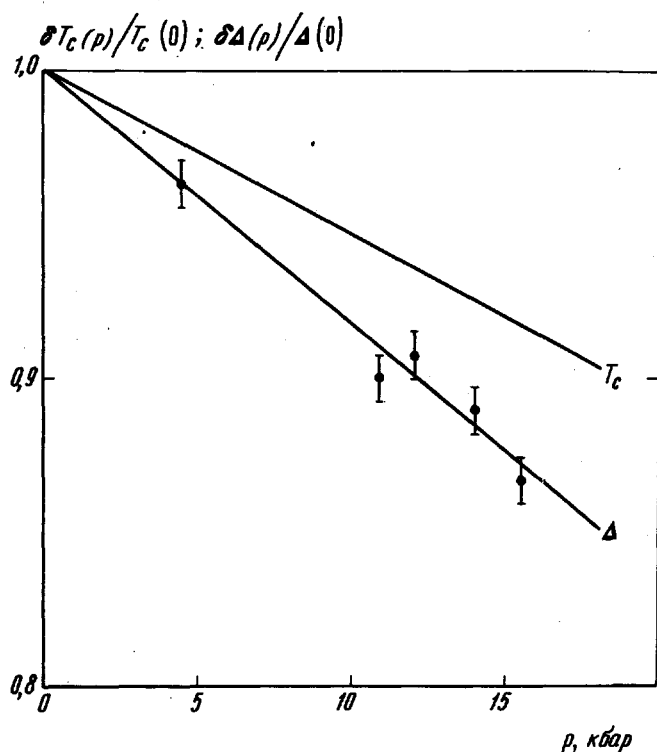


Рис.3. Относительное изменение с давлением критической температуры T_c и ширина щели Δ у свинца. Прямая для Δ -расчет по соотношению [2]

Зависимость ω от объема решетки часто описывают через параметр Грюнайзена γ . Полученные нами значения γ (см. таблицу) значительно превосходят результаты расчета этой величины по тепловому расширению и теплоемкости свинца при низких температурах [10], $\gamma = 2,7$. Возможно, что это расхождение также обязано проявлению фонов-фононного взаимодействия. Разная величина $(\partial \ln \omega / \partial p)_T$ для ω_L и ω_H свидетельствует об изменении спектра под давлением.

Смещение фононного спектра под давлением может быть использовано для проверки выводов теории сверхпроводников с сильной связью. Как известно [12,13], анализ экспериментальных данных показывает, что отношение $2\Delta_0/kT_c$ у различных сверхпроводников зависит от отношения T_c/Θ , где Θ — температура Дебая. Этот экспериментальный ре-

зультат наиболее последовательно объясняется расчетами Гейликмана и Кресина [1], показавшими, что

$$\frac{2\Delta_0}{kT_c} = 3,52 \left[1 + 5,3 \frac{T_c^2}{\omega_0^2} \ln \frac{\omega}{T_c} \right], \quad (1)$$

где ω_0 — предельная частота продольных фононов, взаимодействие электронов с которыми, по мнению авторов, играет основную роль. Так как в свинце велико электрон-фононное взаимодействие с поперечными фононами [7] естественно в формулу (1) подставить ω_{\perp} . Это приводит к еще лучшему согласию значения $2\Delta_0/kT_c$ с экспериментом, чем использованное в [1] значение $\omega_0 = 0,7\Theta$:

$$\left(\frac{2\Delta_0}{kT_c} \right)_{0,7\Theta} = 4,1, \quad \left(\frac{2\Delta_0}{kT_c} \right)_{\omega_{\perp}} = 4,26, \quad \left(\frac{2\Delta_0}{kT_c} \right)_{\text{эксп}} \approx 4,3.$$

При сравнении соотношения (2) в дифференциальной форме с результатами опыта, внешнее давление p играет роль параметра. Для зависимости $T_c(p)$ использовались данные Смита [14] $dT_c/dp = -3,86 \cdot 10^{-5}$ град/бар, достаточно хорошо согласующиеся с другими измерениями как массивных образцов, так и тонких пленок [9]. Результаты расчета $d \ln \Delta / dp$ по формуле (1) с использованием проведенных выше значений dT_c/dp , ω_{\perp} , $d\omega_{\perp}/dp$ представлены на рис.3. Видно, что полученное Гейликманом и Кресиним соотношение полностью описывает экспериментальные данные по зависимости $\Delta(p)$.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность П.Л.Капице и Л.Ф.Верещагину за внимание к работе, Ю.М.Кагану за обсуждения, А.М.Шпельтеру за техническое содействие.

Институт физики высоких давлений
Академии наук СССР
Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
8 февраля 1968 г.

Литература

- [1] Б.Т.Гейликман, В.Кресин. ФТТ, 7, 3297, 1965.
- [2] J.Giaever, K.Megerle. Phys. Rev., 122, 1101, 1961.
- [3] Е.С.Ицкевич, А.Н.Вороновский, А.Ф.Гаврилов, В.А.Сухопаров. ПТЭ, 6, 161, 1966.
- [4] L.D.Jennings, C.A.Swenson. Phys. Rev., 31, 112, 1958.
- [5] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, 45, 1839, 1963.
- [6] P.J.Scalapino, P.W.Anderson. Phys.Rev., 133, A921, 1964.
- [7] W.L.Mc Millan, J.M.Rowell. Phys. Rev.Lett., 17, 1259, 1966.
- [8] R Lechner, G.Quittner. Phys. Rev. Lett., 17, 1259, 1966.

- [9] J.P.Franck, W.J.Keeler, Phys.Lett., 25A, 624, 1967.
[10] J.K.White. Phil Mag., 7, 271, 1962.
[11] B.N.Brockhause, T.Arase, G.Caglioti, M.Sakamoto, R.N.Sinclair, A.D.B. Woods. The elastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids (International Atomic Energy Agency. Vienna, 1961) p.531.
[12] B.B.Goodman. CR 244, 2899, 1957.
[13] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, 34, 1116, 1958.
[14] T.F.Smith, C.W.Chu. Phys. Rev., 159, 353, 1967.

* Предварительные результаты этих измерений под давлением до 5 кбар сообщались на XIV Всесоюзном совещании по физике низких температур, Харьков, июнь 1967 г.