

ФОНОННЫЙ СПЕКТР СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МОДИФИКАЦИИ ВИСМУТА

Н.В.Заварицкий

Как известно [1,2], висмут при конденсации на поверхность, охлажденную до $2 \div 4^\circ\text{K}$, образует новую кристаллографическую модификацию. В этой модификации этот металл является сверхпроводником с критической температурой равной 6°K . Нами было проведено исследование висмута методом туннельного эффекта. для того, чтобы: 1 – измерить величину щели Δ_0 в энергетическом спектре электронов этого сверхпроводника; 2 – получить информацию о плотности распределения фононного спектра.

Согласно Элиашбергу [3], плотность распределения фононного спектра $F(\omega) = \int d^3q \delta(\omega - \omega_q)$ определяет зависимость $\Delta(\omega)$, а именно, в интегральной форме [4]

$$\Delta(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)\Delta_0} \int_0^{\omega_c} d\nu \operatorname{Re} \frac{\Delta(\nu)}{(\nu^2 - \Delta^2(\nu))^{1/2}} \{K^+(\nu, \omega) - N_0 U_c\},$$

$$1 - Z(\omega) = \int_{\Delta_0}^{\infty} d\nu \operatorname{Re} \frac{\nu}{(\nu^2 - \Delta^2(\nu))^{1/2}} K^-(\nu, \omega), \quad (1)$$

$$K_{\pm}^+(\nu, \omega) = \int d\omega' d^2(\omega') F(\omega') \left(\frac{1}{\nu + \omega' + \omega + i\delta} + \frac{1}{\nu + \omega' - \omega - i\delta} \right),$$

где $d^2(\omega)$ – константа электрон-фононного взаимодействия. С действительной частью $\Delta^2(\omega)$, как известно [4], связана зависимость тока

через туннельный переход I_s от напряжения V . Так, поскольку эффективная плотность электронов сверхпроводника

$$N_s(\omega) = N_0 \operatorname{Re} \frac{(\omega)}{(\omega^2 - \Delta^2(\omega))^{1/2}},$$

$$\frac{dI_s}{dV} / \frac{dI_n}{dV} = \frac{N_s(\omega)}{N_0} \approx 1 + \frac{1}{2\omega^2} \operatorname{Re} \Delta^2(\omega).$$

$T \rightarrow 0$

Это позволяет, как было показано в работах [4–6], по туннельным характеристикам сверхпроводника восстановить фононный спектр, точнее функцию $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ исследуемого металла.

В ходе проведения исследования основные экспериментальные трудности возникли при разработке методики приготовления туннельных переходов. Нами исследовались туннельные переходы между окисленной пленкой алюминия и висмута, конденсированного при 2°K. Переходы изготавливались в отпаянных стеклянных приборах, полностью погруженных в жидкий гелий. Окисление алюминия производилось в течение ~ трех часов при 200°С в атмосфере хорошо обезвоженного воздуха под давлением 0,5 ат. Особое внимание было обращено на отсутствие перегрева исследуемой пленки висмута как в ходе испарения металла, так и в ходе измерений. Дело в том, что сверхпроводящая модификация висмута является неустойчивой и при нагреве до 10°K начинает переходить в обычную несверхпроводящую модификацию [2], что сопровождается значительным изменением туннельных характеристик в нормальной фазе металла, при температурах выше 6°K. В ходе опыта записывались $I - V$, $(dV/dI) - V$ и $(d^2V/dI^2) - V$ характеристики переходов.

Ширина щели в энергетическом спектре электронов висмута Δ_0 рассчитывалась по кривым $I(V)$ и $(dV/dI)V$, подобным приведенным на рис. 1, а, на которых были отчетливо выражены особенности при $\Delta_{0Bi} \pm \Delta_{0Al}$. Ширина щели висмута $\Delta_{0Bi} = 1,185 \text{ мэВ}$. Аномально большое отношение $(2\Delta_0/KT_c) = 4,6$ показывает, что висмут, так же как свинец и ртуть, относится к металлам с сильным электрон-фононным взаимодействием.

Для определения зависимости $\operatorname{Re} \Delta^2(\omega)$ были использованы, в основном, записи $-(1/R^2)(d^2V/dI^2) \approx Rn(d^2I_s/dV^2)$, на которых в интервале 5 – 20 мэВ наблюдаются отчетливо выраженные особенности, характер которых не меняется при изменении температуры перехода от 1 до 5°K (рис. 1, в кривые 3–5). Эти особенности исчезают лишь в непосредственной близости от критической температуры висмута. Сопротивление всех исследованных переходов в нормальном состоянии зависело от приложенного напряжения (рис. 1, в кривые 1–2). В первую очередь это изменение обязано логарифмическому максимуму dV/dI при $V \rightarrow 0$. Поскольку исследуемое явление проявляется в изменении туннельных характеристик при переходе металла из нормального в сверхпроводящее состояние, для определения $\operatorname{Re} \Delta^2(\omega)$ использовались поправленные значения $Rn(d^2I_s/dV^2) = Rn(d^2I_s/dV^2 - d^2I_n/dV^2)$. Как показало

сравнение характеристик различных переходов, определенная таким способом величина $R(d^2I_s/dV^2)$ (рис.2,а), не изменяется в пределах возможной ошибки ($\sim 4,10^{-4}$ мэв) при изменении величины $R(d^2I_n/dV^2)$ в несколько раз. На рис.2,б представлена величина $R(dI/dV)$, полученная интегрированием кривой рис.2,а.

Сравнивая ход кривой $R_n(d^2I_s/dV^2)$ с результатами [4-6], легко установить, что у сверхпроводящей модификации висмута один из максимумов $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ расположен около 8,5 мэв и верхняя граница

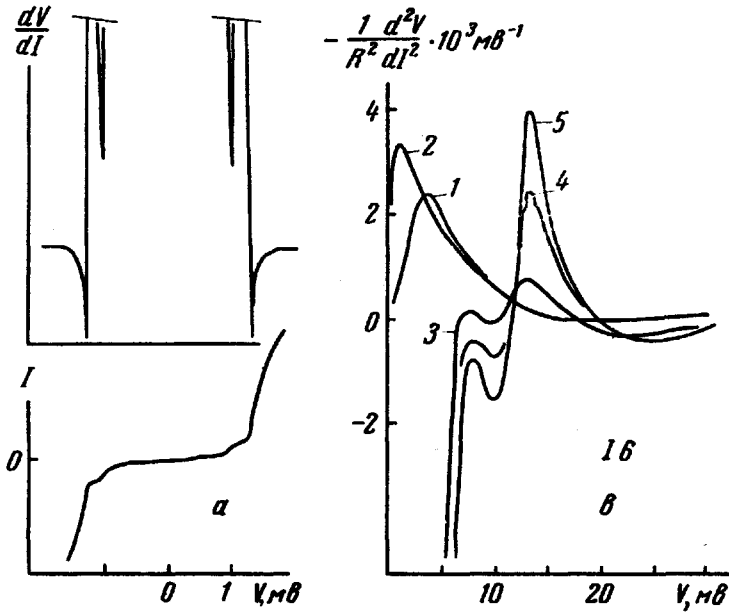


Рис.1. а - $I(V)$ и $dV/dI(V)$ характеристики туннельного перехода $Bi - Al_2O_3 - Al$ при $1^\circ K$, б - $R d^2I/dV^2(V)$ - характеристики переходов при 1 - $8^\circ K$, 2 - $6,5^\circ K$, 3 - $4,7^\circ K$, 4 - $4,2^\circ K$, 5 - $1^\circ K$, 6 - возможная ошибка в записях $-R(d^2I/dV^2)$

$\alpha^2(\omega)F(\omega)$ около 12 мэв. Численный анализ с использованием уравнений (1), показал, что второй максимум $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ расположен около 3,5 мэв.* На рис.2,с приведен возможный вид функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, который как показал приближенный численный расчет неплохо согласуется с экспериментальными данными (рис.2,б). Следует подчеркнуть, что более точный расчет может несколько изменить форму максимумов функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$.

На рис.2,с стрелками отмечены особенности Ван-Ховера при $q \neq 0$ фононного спектра обычного висмута рассчитанного Е.Г.Бровманом и Ю.М.Каганом в согласии с нейтронографическими исследованиями [7]. Буквой α обозначены особенности обусловленные отщепленной оптической ветви. Вблизи этих значений ω находятся максимумы $F(\omega)$ у обычного

висмута. По-видимому, переход висмута в сверхпроводящую кристаллографическую модификацию сопровождается существенным изменением плотности распределения фононного спектра. Возможно, что это связа-

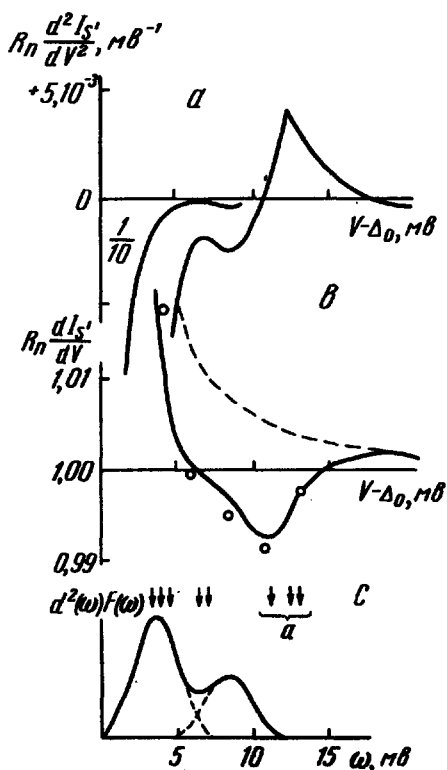


Рис.2. *a* – поправленное значение $R(d^2 I_s / dV^2)$; *b* – $R(dI_s / dV)$ – сплошная кривая, расчет по кривой $2A$, пунктир – теоретическая зависимость в предположении $\Delta = \text{const}$, кружки – расчет, в первом приближении, по формуле 1 с $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ приведенным на рис.2*c*

но с различием кристаллографической структуры металла в обычной и сверхпроводящей модификациях [8].

Автор благодарен П.Л.Капице за внимание к работе, Б.Д.Юрасову и В.С.Околеснову за выполнение сложной стеклодувной работы, Ю.М.Кагану, любезно сообщившему результаты проведенных им расчетов спектра висмута.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 марта 1967 г.

Литература

- [1] R.Hilsch. Proc. Intern. Confer. of Low Temperature Physics, Oxford, 1951, p.119.
- [2] Н.В.Заварицкий. ДАН 86, 687, 1952; 91, 787, 1953.
- [3] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 38, 966, 1954.
- [4] D.J.Salapino, J.R.Shrieffer, J.M.Wilkins. Phys. Rev., 148, 263, 1966.
- [5] J.M.Rowell, R.W.Anderson, D.E.Thomas. Phys. Rev. Lett., 10, 334, 1963.
- [6] W.L.Mc Millan, J.M.Rowell. Phys. Rev. Lett., 14, 108, 1965.
- [7] J.L.Yarnell, J.L.Warren, P.Wenzel, S.H.Koenig. IBM J. of res. and devel., 8, 234, 1964.
- [8] W.Buckel. Zs. Phys., 138, 136, 1964.

* Поскольку в теории сверхпроводимости [3] рассматривается металл с идеальной кристаллической решеткой, не исключено, что выводы теории [3-4] не вполне применимы к несовершенным образцам в виде пленок, обычно используемым в экспериментах по туннельному эффекту, и, тем более, к пленкам металла, сконденсированного при гелиевых температурах, в которых теряет само представление о регулярной кристаллической структуре [8]. Очевидно, что используя для восстановления функции $a(\omega)$ $F(\omega)$ уравнения (1), мы совершаем операцию не вполне корректную с точки зрения теории [3]. Более правильно было бы сопоставлять экспериментальные данные с теорией аморфного сверхпроводящего металла. Этот вопрос, однако теоретически не рассмотрен достаточно полно.