

Академик АН УССР А. А. ГАЛКИН, В. М. СВИСТУНОВ, О. И. ЧЕРНЯК,
М. А. БЕЛОГОЛОВСКИЙ

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ФОНОННУЮ ПРИМЕСНУЮ ЗОНУ СПЛАВА Pb — In

Туннельный эффект открыл в физике высоких давлений возможности для качественно новых исследований ⁽¹⁾, он позволил получить обширную информацию об изменении энергетической щели и фононных спектров под давлением для ряда чистых сверхпроводников ⁽²⁾. Известно также, что с помощью электронного туннелирования можно изучать свойства металлических кристаллов, обусловленные наличием примесных атомов ⁽³⁾. В последние годы возрос интерес к изучению комбинированного влияния давлений и примесей на сверхпроводимость. Представляется, что метод туннельной спектроскопии и в этом направлении исследований окажется весьма полезным и продуктивным.

Настоящая работа посвящена изучению смещения под давлением осциллятора в колебательном спектре свинца, возникающей при введении легкой примеси индия.

Как и в наших ранних экспериментах ⁽²⁾, использовались тонкопленочные туннельные системы типа сверхпроводник — диэлектрик — сверхпроводник как наиболее чувствительные к изменениям в плотности состояний. Контакты Al—Al₂O₃—PbIn готовились испарением на стеклянные подложки в вакууме 10⁶ тор. Пленки заранее приготовленного сплава Pb_{0,93}In_{0,07} конденсировались на подложку с высокими скоростями (~700—1000 Å/сек) до полного испарения из нагревателя. Толщина пленок сплава 1500—3000 Å. Результаты, которые здесь обсуждаются, получены при T ~ 4,2° K в диапазоне давлений до 9 кбар. Гидростатическое сжатие осуществлялось методом, применявшимся ранее ⁽²⁾. В бомбе размещались две различные подложки, что позволяло проводить опыты одновременно с шестью образцами. Для экспериментов с давлением выбирались только образцы, позволяющие одиночную и узкую линию в dI/dU при напряжениях eU = Δ_{Al} + Δ_{сплав}, что служило указанием на однородность пленок сплава. Давления в бомбе измерялись индукционным способом на переменном токе по смещению критической температуры сверхпроводящего олова. Копия записей d²U/dI² — U, иллюстрирующих энергетический сдвиг продольных фононов и примесной зоны ω_I под давлением для одного из переходов, показаны на рис. 1. Амплитудные изменения в туннельной проводимости в данной работе не обсуждаются.

Известно, что элементарные ячейки свинца и индия по размерам и по форме очень похожи. К тому же их сжимаемости, а также энергии сцепления отличаются менее чем на 10%. Поэтому в рамках теории Борна — Кармана можно утверждать, что силовые постоянные этих металлов должны быть близкими по величине. В связи с этим ограничимся при рассмотрении данной системы приближением изотопической примеси. Уравнение, определяющее положение локальных и квазилокальных уровней для случая локализованного возмущения, было впервые получено И. М. Лившицем ⁽⁴⁾. Для примеси замещения в кубическом кристалле оно примет вид

$$1 + \frac{M - m}{m} \omega_I^2 G(\omega_I) = 0, \quad (1)$$

где M — масса примеси, m — масса атома матрицы,

$$G(\omega) = \frac{\Omega}{3 \cdot (2\pi)^3} \int \sum_j \frac{d^3k}{\omega^2 - \omega_j^2(k)}, \quad (2)$$

Ω — объем элементарной ячейки, $j = 1, 2, 3$ (интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна).

Для вычисления интеграла (2) дисперсионные кривые $\omega_j(k)$ находим путем интерполяции экспериментальных результатов по рассеянию нейтронов⁽⁵⁾. Функции $\omega_j(k)$ разлагались по кубическим гармоникам α_λ ⁽⁶⁾, причем сохранялись лишь первые три. Коэффициенты разложения находились по данным⁽⁵⁾ для направлений [100], [110] и [111].

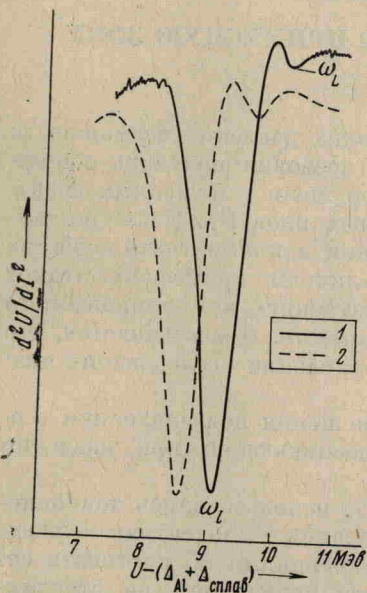


Рис. 1. Копии записей второй гармоники для образца Al — $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Pb}_{0,93}\text{In}_{0,07}$ при $P = 9$ (1) и $P = 0$ кбар (2)

Численное вычисление интеграла (2), проведенное в криволинейных координатах k_1, k_2, k_3 : $k = k_1 b_1 + k_2 b_2 + k_3 b_3$ (b_i — векторы обратной решетки), дало из уравнения (1) для энергии локальных колебаний значение $\omega_L = 9,53$ Мэв, которое удовлетворительно согласуется с нашим экспериментом при $P = 0$ и данными других опытов⁽³⁾. Заметим, что найденная величина для ω_L находится также в хорошем согласии с результатом⁽³⁾, где в отличие от проведенной выше процедуры вычисления ω_L использовалась фононная плотность состояний свинца, полученная путем обращения уравнений Элиашберга для сверхпроводников с сильным электрон-фононным взаимодействием.

Рассмотрим теперь эффект давления. С уменьшением объема фононный спектр металла сдвигается в сторону высоких энергий. Предыдущие опыты⁽²⁾ для свинца показали, что в пределах экспериментальных ошибок константы Грюнайзена γ для различных ветвей колебательного спектра одинаковы, т. е. при относительном изменении объема $v = -\Delta V/V$ все частоты $\omega_j(k)$ меняются линейно

$$\omega'_j(k) = \beta \omega_j(k) = (1 + v\gamma) \omega_j(k). \quad (3)$$

Новое положение примесного пика под давлением можно найти, заменив в уравнении (1) частоты $\omega_j(k)$ на (3). Легко видеть, что ω_L перейдет тогда в $\omega'_L = \beta \omega_L$, т. е. скорость изменения величины ω_L , как и основных частот матрицы, определится следующим образом: $d \ln \omega_L / dP = \kappa \gamma$. Используя известные литературные данные для сжимаемости $\kappa = 2,37 \cdot 10^{-6}$ бар⁻¹ и $\gamma = 2,85$, получим

$$(\kappa \gamma)_{\omega_L} = 6,75 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}. \quad (4)$$

Здесь уместно отметить, что в большинстве туннельных опытов объектом исследований являются пленки, о сжимаемости которых при низких температурах практически неизвестно. Поэтому сейчас кажется преждевременным приводить какие-либо количественные результаты по определению γ из туннельных измерений. Подчеркнем, что в туннельном эксперименте измеряется именно величина $(\kappa \gamma)_\omega$.

Найденное из настоящих экспериментов при давлениях до 9 кбар для примесного пика значение $(\kappa \gamma)_{\omega_L}^{\text{Pb}_{0,93}\text{In}_{0,07}} = (5,8 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$