

539.292

## ТУННЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

**В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк**

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	31
2. Основные представления о туннельном эффекте в структурах металл — изолятор — металл	33
3. Методика и техника эксперимента	36
4. Барьерные свойства туннельных контактов	38
5. Спектроскопия энергетической щели и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) сверхпроводников	39
5.1. Энергетическая щель	39
5.2. Колебательный спектр кристаллической решетки	42
5.3. Взаимодействие электронов с решеткой	46
5.4. Критическая температура сверхпроводящего перехода и расчеты параметров ЭФВ	51
6. Туннелирование в системах с составом вблизи границ фазового равновесия	52
6.1. Система свинец — висмут	52
6.2. Система висмут — таллий	54
6.3. Система индий — олово	56
6.4. Нелинейные изменения энергетической щели и фононного спектра индия	57
7. Электронная спектроскопия	57
7.1. Квантовый размерный эффект в металлических пленках	57
7.2. Эффекты андреевского отражения электронов	60
8. Заключение	63
Список литературы	63

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Роль высоких давлений в современной жизни трудно переоценить — это в конечном счете прогрессивные технологии обработки материалов и создания новых веществ с необычными свойствами. Широкое распространение техника высоких давлений получила в экспериментальной физике. Этому во многом способствовали успехи в развитии методов создания статических давлений  $10^4$ — $10^6$  бар и соответствующих устройств — камер высокого давления, ставших доступными многим лабораториям.

Вместе с тем получение данных о различных свойствах вещества при высоких давлениях практически всегда связано с определенными экспериментальными трудностями. Это прежде всего относится к исследованиям энергетических спектров квазичастиц, составляющих, как известно, одну из центральных задач физики твердого тела. Дело в том, что реализация возможностей уже ставших традиционными методов изучения энергетического спектра электронов проводимости (циклотронный резонанс, ультразвук и др.), а также колебательного спектра решетки (неупругое рассеяние нейтронов, измерения теплоемкости) в сочетании с техникой высоких давлений, низких температур и сильных магнитных полей или полностью исключается, или требует решения сложных технических проблем.

Такие ситуации стимулируют поиск и развитие новых методов исследования. В этом отношении весьма привлекательным оказывается метод туннельной спектроскопии<sup>1-3</sup>. Изучаемая с его помощью энергетическая область превосходит фермиевскую, значительно выше дебаевской энергии и ограничена только высотой потенциального барьера (несколько электронвольт). Туннельные эксперименты позволяют получать данные о спектрах элементарных возбуждений ферми- и бозе-типов (электроны, фононы, магноны и др.), о взаимодействиях между квазичастицами, формирующих различные физические свойства. В экспериментальном плане не менее важно и то обстоятельство, что туннельный метод по природе своей является резистивным — вся физическая информация содержится в вольт-амперной характеристике. А электрические измерения получили, пожалуй, наибольшее распространение в физике высоких давлений, и проблему электровводов в камеры с образцами следует отнести к вполне решаемой.

Наиболее крупным успехом туннельной спектроскопии является углубление наших знаний о природе сверхпроводимости<sup>4</sup>. Уже в начале 60-х годов были представлены доказательства энергетической щели в спектре возбуждений сверхпроводника<sup>4</sup>, обнаружено проявление фононного спектра в проводимости сверхпроводящих туннельных контактов<sup>5, 6</sup>. Во многом благодаря туннельному эффекту получила развитие теория сверхпроводимости с сильным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ)<sup>7, 8</sup>.

Интересная ситуация сложилась в это же время в исследованиях влияния давления на сверхпроводимость. Здесь был накоплен громадный фактический материал об изменениях макроскопических параметров —  $T_K$  и  $H_K$ . Однако, как отмечали Н. Б. Брандт и Н. И. Гинзбург в 1969 г., «можно констатировать, что имеющиеся в настоящее время данные о механизме влияния давления на  $T_K$  противоречивы<sup>9</sup>». Поэтому применение в такого рода исследованиях туннельного эффекта казалось необходимым, и можно было ожидать получения качественно новых результатов.

Начало исследованиям влияния высокого давления на электронное туннелирование в металлах было положено в 1967 г. Свинец — сверхпроводник с сильным ЭФВ оказался первым объектом изучения при давлениях до 15 кбар в ДонФТИ АН УССР<sup>10 \*</sup>), ИФП АН СССР и ИФВД АН СССР<sup>11 \*</sup>), и 3,5 кбар в Эдмонтонском университете (Канада)<sup>12, 13</sup>. Затем А. А. Галкин с сотрудниками представили результаты изменений под давлением до 14 кбар энергетической щели сверхпроводников со слабым ЭФВ — олова, индия и таллия<sup>14, 15</sup>. Эти первые эксперименты привели к обнаружению эффекта более быстрого, чем критическая температура, уменьшения энергетической щели и получению данных о смещении фононного спектра.

В дальнейшем деятельность в этом направлении развивалась и в других лабораториях — в Нью-Йоркском университете<sup>16</sup>, Парижском университете<sup>17, 18</sup>, Лаборатории электроники и прикладной физики — Лимель — Бреванс (Франция)<sup>19</sup>, Институте ядерных исследований и твердых тел (ФРГ)<sup>20</sup>, были также стимулированы и теоретические исследования<sup>21-23</sup>.

В ДонФТИ АН УССР метод туннельной спектроскопии нашел применение в изучении под давлением сверхпроводимости, решеточных и электронных свойств, квантовых размерных эффектов, барьерных свойств и фазовых превращений. В ходе исследований был создан «дисперсионный» метод определения комплексного параметра щели сверхпроводника и восстановления спектральной функции ЭФВ<sup>24-27</sup>, развит модуляционный способ регистрации туннельных характеристик<sup>27-29</sup>.

Задача обзора — попытаться исследовать исследования различных лабораторий в области туннельных явлений при высоких давлениях. Внимание акцентируется прежде всего на физике явлений. Существенное достижение этих

\*) Результаты этих работ для  $P = 2 - 5$  кбар доказывались на XIV Всесоюзном совещании по физике и технике низких температур в Харькове в июне 1967 г.

работ — получение данных об изменении энергетической щели сверхпроводника, фононного спектра и спектральной функции ЭФВ под давлением. Это качественно новая информация. Вместе с данными по изучению туннельных размерных эффектов она привела к решению проблемы механизмов изменения критической температуры сверхпроводящих непереходных металлов.

## 2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТУННЕЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ — ИЗОЛЯТОР — МЕТАЛЛ

Явление прохождения микрочастиц сквозь высокий потенциальный барьер известно со времен создания квантовой механики как туннельный эффект. Уже в те далекие годы теоретически обсуждался вопрос и о туннельных токах в твердых телах. Однако широкое изучение туннельных процессов в твердых телах началось в 60-х годах, когда была предложена технологическая схема изготовления туннельных контактов и открылись захватывающие перспективы прикладного использования туннельных явлений<sup>1, 30</sup>.

Традиционный объект изучения — слоистая структура типа металл — диэлектрик — металл (МДМ, М — I — М). Успех исследований в значительной мере определяется искусством экспериментатора — суметь приготовить барьер — тончайший однородный слой диэлектрика ( $\sim 10^{-7}$  см), чтобы между металлами возник ток туннельной природы. Лишь в 80-х годах осуществлен и «классический» вариант туннельной структуры металл — вакуум — металл, определивший создание туннельного сканирующего микроскопа высокой разрешающей способности<sup>31</sup>.

Для М — I — М-контакта высота и форма потенциального барьера  $\varphi(z)$  ( $z$  — направление нормали к поверхности электродов) определяются работами выхода электронов из указанных металлов. Обычно границу металл — изолятор считают гладкой плоскостью \*), а для  $\varphi(z)$  используют трапецидальное приближение, полагая

$$\varphi(z) = \bar{\varphi} + \left( \frac{z}{d} - \frac{1}{2} \right) \Delta\varphi, \quad (2.1)$$

где  $\bar{\varphi}$  и  $d$  — средняя высота и толщина барьера,  $\Delta\varphi = \varphi(d) - \varphi(0)$ . Тогда вольт-амперная характеристика  $I(U)$  туннельной структуры оказывается зависящей от параметров  $\bar{\varphi}$ ,  $d$  и  $\Delta\varphi$ . В частности, при малых  $U \ll \bar{\varphi}$  дифференциальная проводимость  $\sigma(U) = dI/dU$  оказывается параболой, центр которой смещен по оси напряжений относительно  $U = 0$  на величину<sup>33</sup>

$$U_{\min} = \frac{0,65\Delta\varphi}{d\bar{\varphi}^{1/2}}. \quad (2.2)$$

Исследование упругой составляющей туннельного тока М — I — М-системы позволяет получить данные о квазичастичных спектрах металлов — обкладок контакта<sup>2, 3</sup>, а неупругой составляющей — о молекулярных спектрах примесей в диэлектрике, колебательных спектрах барьера и прибарьерной области обкладок<sup>34</sup>. Последовательный вывод выражения для вольт-амперной характеристики М — I — М-структуры показывает, что упругая составляющая туннельного тока определяется спектральными интенсивностями электронных возбуждений в металлах  $A(\mathbf{k}, \omega)$ <sup>35</sup>:

$$J(U) = \frac{4\pi e}{\hbar} \sum_{\mathbf{pq}} |T_{\mathbf{pq}}|^2 \int d\omega A^{(1)}(\mathbf{q}, \omega - U) A^2(\mathbf{p}, \omega) [f(\omega - U) - f(\omega)], \quad (2.3)$$

где

$$f(\omega) = \left[ \exp\left(\frac{\omega - \varepsilon_F}{T}\right) + 1 \right]^{-1}$$

\*) Влияние поверхностей границ раздела на туннельный ток обсуждалось в работе<sup>32</sup>.

— фермиевская функция распределения; температура  $T$  и напряжение  $U$  измеряются в энергетических единицах,  $T_{pq}$  — туннельный матричный элемент, описывающий переход электрона из одной обкладки контакта с импульсом  $p$  в другую с импульсом  $q$ . Функция  $A(\mathbf{k}, \omega)$  описывает вероятность того, что электрон с данным импульсом  $\mathbf{k}$  имеет энергию  $\omega$ , и непосредственно связана с электронной функцией Грина<sup>35</sup>.

Если подставить в соотношение (2.3) выражение для спектральной функции  $A(\mathbf{k}, \omega)$  нормальных (N) металлов и полагать  $|T_{pq}|^2 = \text{const}$ , то для  $I(U)$  будет выполняться линейный закон:  $I_{NN}(U) = \sigma_0 U$ , т. е.  $\sigma_{NN}(U) = \sigma_0 = \text{const}$ . В случае контактов N — I — S-типа, в которых одна из обкладок является сверхпроводящей (S), после аналогичных преобразований для дифференциальной проводимости  $\sigma_{NS}(U)$  получим<sup>35</sup>

$$\sigma_{NS}(U) = \sigma_0 \operatorname{Re} \frac{U}{(U^2 - \Delta^2(U))^{1/2}}, \quad (2.4)$$

где  $\Delta(\omega)$  — комплексный параметр энергетической щели, удовлетворяющий соотношению  $\Delta(\Delta_0) = \Delta_0$ ;  $\Delta_0$  — величина энергетической щели в энергетическом спектре сверхпроводника. Корневая особенность в  $\sigma_{NS}(U)$ ,

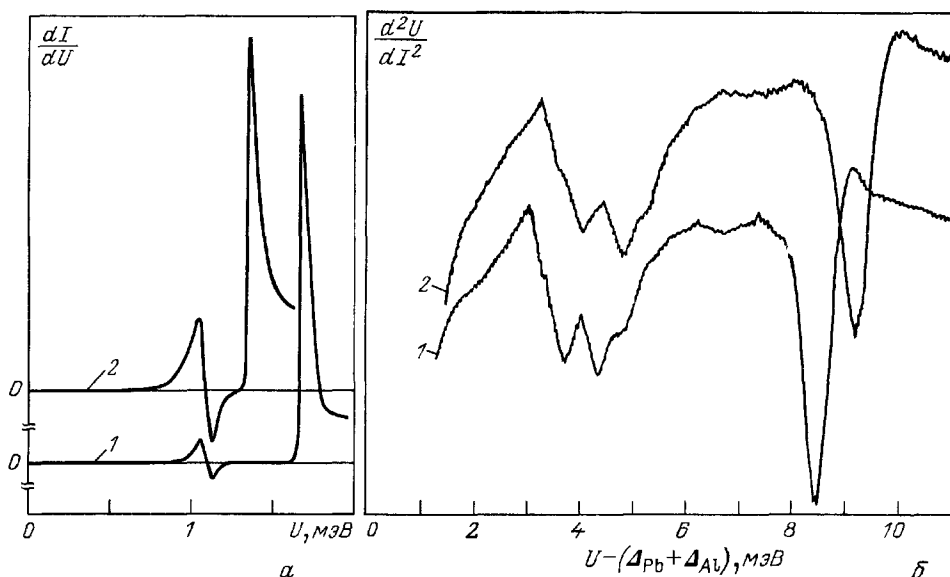


Рис. 1. Проявление энергетической щели и фононного спектра в туннельных характеристиках контакта Al — I — Pb в сверхпроводящем состоянии<sup>53</sup>.

а — Дифференциальная проводимость  $dI/dU$  —  $U$ . б — Вторая производная вольтамперной характеристики  $d^2U/dI^2$  —  $U$ . Температура эксперимента  $T = 1,17$  К, давление: 1 —  $P = 0$ , 2 — 12,2 кбар

существующая при  $U \rightarrow \Delta_0 + 0^+$ , позволяет экспериментально определить значение энергетической щели сверхпроводника. Если в качестве инжектора использовать другой сверхпроводящий металл со щелью  $\Delta_1$ , то в дифференциальной проводимости S<sub>1</sub> — I — S-структуры возникнут две особенности при энергиях  $(\Delta_0 \pm \Delta_1)$ <sup>6</sup>, что дает возможность найти одновременно обе величины  $\Delta_1$  и  $\Delta_0$  (рис. 1, а).

Согласно формуле (2.4) кривые  $\sigma_{NS}(U)$  или  $\sigma_{SS}(U)$  отражают форму комплексной зависимости  $\Delta(\omega)$ , которая в свою очередь связана нелинейными интегральными уравнениями Элиашберга<sup>36</sup> с функцией электрон-фононного взаимодействия  $g(\omega)$ . Благодаря этому туннельные эксперименты со сверхпроводниками позволяют непосредственно наблюдать критические точки в плотности фононных состояний. Как показали Скалапино и Андерсон<sup>37</sup>,

они проявляются в виде особенностей тонкой структуры вторых производных  $d^2U/dI^2$  (рис. 1, б). Таким образом можно получать информацию о фоновом спектре металла и влиянии на него внешних воздействий.

Туннельный эксперимент — фактически один из вариантов решения важной проблемы расчета сверхпроводящих свойств. Он позволяет реконструировать функцию ЭФВ  $g(\omega) = \alpha^2(\omega) F(\omega)$ , описывающую сверхпроводящее состояние ( $F(\omega)$  — фоновая плотность состояний). Согласно формуле (2.4) измерение дифференциальной проводимости  $N - I - S$ -контакта в сверхпроводящем и нормальном состояниях определяет туннельную плотность состояний

$$N_T(\omega) = \text{Re} \frac{\omega}{(\omega^2 - \Delta^2(\omega))^{1/2}}. \quad (2.5)$$

Дальнейшая процедура обработки туннельных характеристик заключается в использовании дисперсионного соотношения<sup>24</sup>, связывающего реальную и мнимую части комплексной функции:

$$\text{Im} \frac{\omega}{(\omega^2 - \Delta^2(\omega))^{1/2}} = \frac{2\omega}{\pi} \int_{\Delta_0}^{\infty} \frac{N_T(\omega') - N_{\text{БКШ}}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega'. \quad (2.6)$$

Здесь и в дальнейшем  $\omega \geq 0$ ,  $N_{\text{БКШ}}(\omega) = \text{Re} [\omega/(\omega^2 - \Delta_0^2)^{1/2}]$  — туннельная плотность состояний в теории Бардина — Купера — Шриффера. Соотношение (2.6) следует из общих аналитических свойств гриновских функций<sup>25</sup>, не требующих решения уравнений Элиашберга. Это дает возможность находить  $\Delta(\omega)$  при любом механизме спаривания. Вычисленная таким образом функция  $\Delta(\omega)$  является по существу новой (дополнительно к критическим параметрам  $T_K$ ,  $H_K$  и значению щели  $\Delta_0$ ) экспериментальной характеристикой сверхпроводника. При теперь уже известной функции  $\Delta(\omega)$  нелинейные уравнения Элиашберга сводятся к интегральному уравнению, линейному относительно  $g(\omega)$ <sup>25</sup>. Для решения этого уравнения достаточно использовать ЭВМ среднего быстродействия, всегда доступные экспериментальным группам. Наконец, заключительным этапом обработки туннельных данных для сверхпроводников являются расчет различных характеристик этих материалов и сравнение их с измеренными величинами. При этом расчет критической температуры  $T_K$  из точных соотношений на основе найденных функций  $g(\omega)$  имеет принципиальное значение как способ проверки экспериментальных и теоретических результатов. Точная программа расчета функции ЭФВ сверхпроводника на ЭВМ приведена в<sup>26</sup>.

В случае переходных металлов, т. е. металлов из элементов с недостроенными  $d$ -оболочками, их сплавов и соединений процедура восстановления функции  $g(\omega)$  из туннельных данных обладает особенностями. Дело в том, что потенциальные барьеры, образуемые окислами переходных металлов, довольно часто имеют малые высоты, вследствие чего существенным оказывается учет зависимости прозрачности барьера от напряжения смещения. Это приводит к модификации соотношения, связывающего туннельную плотность состояний с измеряемыми характеристиками<sup>28</sup>:

$$N_T(U) = \frac{\sigma_{NS}(U)}{\sigma_{NN}(U)} \mp \frac{\beta \Delta_0^2}{(U^2 - \Delta_0^2)^{1/2}}, \quad (2.7)$$

где  $|U| > \Delta_0$ , знак в (2.7) совпадает с полярностью потенциала на исследуемом сверхпроводнике, коэффициент  $\beta$  определяется из условия минимальности отклонения вычисленной и скорректированной плотности состояний<sup>28</sup>.

Другим важным обстоятельством является тот факт, что в большинстве переходных металлов длина свободного пробега электронного возбуждения с характерной фононной энергией  $\sim 100$  Å и даже меньше. Вследствие этого незначительное загрязнение или нарушение структуры металлической поверхности, примыкающей к изолятору, оказывает радикальное влияние на

результат туннельных измерений<sup>39</sup>. В данном случае целесообразно изучать контакты  $N - I - N/S$ -типа с очень тонкой (десятки ангстрем) прослойкой нормального металла, разделяющей сверхпроводник (переходной металл) и диэлектрик. Учет эффекта близости приводит к модификации «дисперсионного» метода восстановления функции  $g(\omega)$  сверхпроводника. Решение этой задачи в рамках туннельной модели явления близости<sup>40</sup> предложено в работе<sup>41</sup>. Подход, использующий интерференционную модель<sup>42</sup>, описан в обзоре<sup>43</sup>.

Следует отметить, что сфера применения «дисперсионного» метода не ограничивается нахождением функции ЭФВ только сверхпроводника из экспериментальных данных. Он используется также в конкретных расчетах свойств сверхпроводящих материалов<sup>44-46</sup> и при восстановлении свойств нормального металла из собственно энергетических добавок к дифференциальной проводимости  $N - I - N$ -контактов<sup>3, 27, 134</sup>.

Существует и другая, итерационная процедура решения уравнений Элиашберга с целью реконструкции функции ЭФВ сверхпроводника<sup>47</sup>.

### 3. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Без остроумного решения Геве́ром барьерной проблемы трудно представить развитие исследований туннельного эффекта в твердых телах<sup>5</sup>. Благодаря ему метод вакуумной конденсации металлов стал основным в технологии изготовления туннельных контактов. Оборудование для этих целей не особенно сложно. Вакуум  $10^{-5} - 10^{-6}$  торр легко достижим и вполне достаточен, чтобы приготовить объект исследований. Барьер обычно образуется окислением первой пленки перед осаждением второй. Воздух или кислород в дозированных количествах является хорошей окислительной средой для создания барьеров различных толщин и сопротивлений. В качестве подложки широкое распространение получили стандартные покровные стекла. В конечном виде туннельные образцы типа металл-окисел-металл имеют крестообразную форму — пересечение пленок образует непосредственно туннельный контакт, а остальные части пленок выполняют роль токовых и потенциальных концов для подключения к ним измерительной схемы.

Такой тип образцов исследовался в большинстве обсуждаемых здесь работ. В качестве инжектора использовался алюминий, окисел которого обеспечил необходимую механическую прочность во всем диапазоне давлений. Для того чтобы повысить точность и разрешение структуры туннельных характеристик, в экспериментах донецкой, московской групп и группы из ФРГ изучались контакты типа сверхпроводник — окисел — сверхпроводник ( $S_1 - I - S$ ), во всех других лабораториях — контакты типа  $N - I - S^*$ ). Надо сказать, что основная трудность геве́рской технологии — приготовить тонкий и однородный по толщине на всей площади контакта слой окисла. С подключением техники высоких давлений требования к туннельным контактам существенно повысились, поскольку в барьере могут возникать слабые места, приводящие к металлическим короткам и даже его разрушению. В нашей лаборатории удалось освоить приготовление окислов алюминия, в 7—8 случаях из 10 исключаящих вклад токов утечки нетуннельной природы в условиях сжатия контактов до 18 кбар, низких температур до 1 К, магнитных полей до 30 кЭ и термоциклирования от комнатных до азотных и гелиевых температур и обратно. Барьеры высокого качества, выдержавшие высокие давления, были приготовлены также окислением массивных ниобия и тантала<sup>38</sup>. Окислы свинца и олова, обеспечивающие наблюдение джозефсоновских эффектов, оказались непригодными для исследований под давлением.

\* )  $S_1 - I - S$ -пленки алюминия в этом случае имели высокую температуру перехода  $\sim 2\text{К}$ , а снятие характеристик осуществлялось при  $T \approx 1,2\text{К}$ ;  $N - I - S$ -пленки алюминия в нормальном состоянии,  $S$  — изучаемый сверхпроводник (металл, сплав).

Обнадеживающие результаты получены на барьерах Шоттки<sup>17-19</sup>: были воспроизведены данные для окисных контактов со свинцом и индием и изучена при 30 кбар сверхпроводящая модификация висмута. В этих работах свинец, индий и висмут осаждались в вакууме до  $10^{-10}$  торр на тщательно подготовленную поверхность монокристаллического GaAs *n*-типа. Такие туннельные контакты более устойчивы к неоднородностям в механических воздействиях и их можно будет, по-видимому, применить при гораздо больших давлениях, чем те, которые здесь описываются.

Гидростатическое сжатие туннельных контактов осуществлялось методом «замораживания» давления<sup>9,48</sup>. В лабораториях ИФП АН СССР и ДонФТИ АН УССР применялась камера с керосино-масляной смесью, разработанная в Институте физики высоких давлений АН СССР<sup>49</sup>. При гелиевой температуре в ней надежно достигаются давления около 15 кбар. В ряде экспериментов ДонФТИ АН УССР использовалась также «ледовая» методика, предложенная в Харьковском физико-техническом институте АН УССР<sup>50</sup>.

В Эдмонтонском и Нью-Йоркском университетах при изучении свинца и сплавов свинца с индием давления до 3,5 кбар достигали с помощью твердого гелия<sup>12,13,16</sup>. Сотрудники института проблем твердого тела и ядерных исследований (ФРГ) изучали лантан при 17,5 кбар с использованием смеси *n*-пентана с изоамильным спиртом<sup>20</sup>. Изопентан применялся при изучении барьеров Шоттки (GaAs/Pb; GaAs/In)<sup>18,19</sup> под давлением 17 кбар; давления 30 кбар для Bi III были созданы в бомбе со смесью изоамильного спирта с изопентаном<sup>17</sup>.

Для соединения образца с измерительной схемой наиболее удобной и надежной, как показали исследования в ДонФТИ АН УССР, оказалась конструкция обтюлятора с уплотнением вводов по принципу нескомпенсированной площади<sup>51-53</sup>. В камеру с рабочим каналом диаметром 6 мм вводилось 24—26 проводников. Это обеспечило одновременное изучение под давлением 6—8 туннельных контактов на 2—3 подложках, резистивные измерения критической температуры пленок, образующих контакт, и подключение датчика давления — проволочек из олова и индия. Образцы и датчики давления размещались в центре канала бомбы, что сводило до минимума влияние возможной негидростатичности сжатия. Ошибка в определении давления в бомбе не хуже 2%. Бомба с образцами помещалась непосредственно в жидкий гелий. Для надежного контроля смещений туннельных спектров вне бомбы размещались контакты, приготовленные в одном цикле с размещенными в камере высокого давления.

Низкие температуры до 1,17 К достигались откачкой паров гелия в криостате с азотным и гелиевыми экранами. Криостат оборудовался сверхпроводящим соленоидом, позволявшим создавать магнитные поля около 20 кЭ. Критическая температура пленок контактов определялась как обычным резистивным способом, так и туннельным. Последний обеспечивает локальное зондирование щели и  $T_K$ <sup>54</sup> в области непосредственно туннельного контакта ( $\leq 0,5$  мм<sup>2</sup>). Тем самым исключается размытие сверхпроводящего перехода, обусловленное возможной неоднородностью пленки по длине. Ошибка в измерении составляла  $\pm 0,005$ , т. е. фактически для каждого образца определялись критическая температура и энергетическая щель. А это особенно важно, так как разброс  $T_K$  пленок (особенно олова, индия и их сплавов) в зависимости от условий приготовления мог достигать 1% и выше.

Вся необходимая физическая информация об изучаемом объекте содержится в вольт-амперной характеристике и ее производных. Для измерения дифференциальной проводимости  $dI/dU - U$ , а также зависимостей  $d^2I/dU^2 - U$  используется известный модуляционный метод. Он основан на детектировании гармоник, возникающих на нелинейном элементе при приложении к последнему электрического гармонического сигнала с некоторой частотой  $f$ . В качестве источников напряжения эффективно используются операционные усилители<sup>55-57</sup>.

В работе <sup>58</sup> для измерения производных порядка выше первого предложен двухчастотный модуляционный метод. Этот метод основан на использовании модуляции на двух различных, но синхронных частотах  $f_1$  и  $f_2$  для получения сигнала производной на комбинационной частоте, однозначно соответствующей выбранному порядку производной. При соответствующем выборе этих частот требования к избирательности по частоте, налагаемые на электронные схемы, значительно ослабляются по сравнению со случаем выделения гармоник. Кроме того, исключаются ложные сигналы, обусловленные нелинейными искажениями модулирующего сигнала, поскольку комбинационная частота, на которой появляется сигнал производной, не совпадает с гармониками модуляционных частот.

Рассмотренные выше методы основаны на предположении о малости амплитуды модуляционного сигнала. В работе <sup>28</sup> предложено увеличить ее. Для этой цели разработан алгоритм расчета производных вольт-амперной характеристики исследуемого нелинейного элемента по амплитудам гармонических составляющих на нем <sup>29</sup>. На основе данного метода разработан туннельный спектрометр — комплекс измерительной и вычислительной аппаратуры <sup>27</sup>. Применение мини-ЭВМ в туннельных экспериментах отмечалось также в работах <sup>59, 60</sup>.

#### 4. БАРЬЕРНЫЕ СВОЙСТВА ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

При расчете вольт-амперной характеристики  $J(U)$  туннельного контакта в широком интервале напряжений, существенно превосходящих фоновые энергии, структурой функции  $A(k, \omega)$ , обусловленной ЭФВ, можно

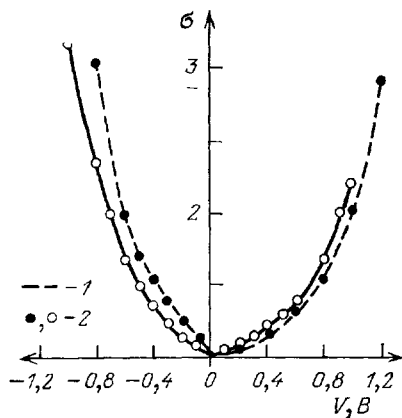


Рис. 2. Изменение «барьерной» характеристики под давлением 12,2 кбар (сплошная линия) <sup>53</sup>.

Контакт Al — I — Pb: 1 —  $P = 0$ , 2 — экспериментальные точки  $T = 4,2$  К,  $H = 5$  кОэ

пренебречь и ограничиться зависимостью туннельного матричного элемента  $T_{pq}$  от энергии (см. формулу (2.3)). Используемые для этого приближения обычно исходят из представления о вакуумном зазоре с трапециевидальной формой барьера (2.1). Такой подход позволяет объяснить экспериментальное смещение центра параболы  $\sigma(U)$  по оси напряжений относительно  $U = 0$  (формула (2.2)). Однако он оказывается недостаточным для выяснения природы больших (более 200 мэВ) сдвигов, которые наблюдались, например, в контактах алюминий — окисел алюминия — свинец <sup>52</sup>, поскольку приводит в этих случаях к значениям перекося  $\Delta\phi$  порядка  $\phi$ .

Последнее предположение было опровергнуто экспериментами <sup>61</sup> по влиянию высоких давлений до 15 кбар на туннельные характеристики контактов

Al — I — Pb, в которых изменяющимся параметром была толщина изолирующего слоя. Полученные данные продемонстрировали сильную чувствительность асимметрии дифференциальной проводимости  $\sigma(U)$  к величине приложенного гидростатического сжатия (рис. 2). Так, под давлением значение  $U_{min}$  изменялось от 230 мэВ при  $P = 0$  до 110 мэВ при  $P = 12,2$  кбар так, что скорость смещения центра параболы с давлением оказалась равной  $d \ln U_{min}/dP = -(4,1 - 4,5) \cdot 10^{-5}$  бар<sup>-1</sup>. При этом относительное изменение толщины барьера, оцененное по простейшим формулам для прямоугольного барьера, составляло всего лишь примерно 3%. Чтобы получить экспериментальное значение  $d \ln U_{min}/dP$  в рамках этих результатов, необходимо



предположить, что  $\Delta\varphi \sim \bar{\varphi}$ . Однако в этом случае невозможно объяснить уменьшение  $U_{\min}$  вдвое при сжатии образцов, так как при используемых давлениях порядка 10 кбар относительное изменение всех характеристик барьера должно быть не более 10%.

Противоречие устраняется в результате использования двухзонной модели, принимающей во внимание наличие валентной зоны в слое изолятора. Оказалось, что в этом случае зависимость  $\sigma(U)$  представляет собой параболу со сдвигом  $U_{\min}$ , достигающим наибольшего значения  $U_{\min} \approx \Delta\varphi/3$  в том случае, когда уровень химического потенциала лежит недалеко от середины запрещенной зоны<sup>62</sup>. Подобная ситуация, по-видимому, и имеет место в случае туннельного контакта<sup>27</sup>.

Сопоставление экспериментальных данных с расчетными позволяет получить информацию о некоторых характеристиках зонной структуры в туннельном переходе. Так, с помощью двухзонного приближения в работе<sup>63</sup> были найдены значения эффективной массы электрона  $m^*$  и ширины запрещенной зоны  $E_g$  для окисла олова:  $m^* = 0,14m$ ,  $E_g = 3,7$  эВ. В работах<sup>64,65</sup> таким способом были определены законы дисперсии  $\epsilon(k)$  в AlN и GaSe.

## 5. СПЕКТРОСКОПИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ И ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Хотя исследования сверхпроводимости под давлением велись с 1925 г., однако малое количество извлекаемых из эксперимента параметров (фактически  $T_K$  и  $H_K$ ) существенно ограничивало детальный анализ результатов и их сравнение с теорией. Как отмечал в 60-х годах К. Свенсон, «...экспериментальных данных, обладающих точностью для сравнения, в настоящее время не существует»<sup>66</sup>.

Широкие возможности метода туннельной спектроскопии вместе с его высокой точностью определили новый подход к изучению влияния всестороннего сжатия на сверхпроводящие свойства. Особый интерес представляли вопросы об изменении микроскопической характеристики — энергетической щели и взаимодействия электронов с кристаллической решеткой — основного механизма, приводящего к куперовскому спариванию.

### 5.1. Энергетическая щель

Типичные результаты влияния давления на вольт-амперные характеристики и их производные по напряжению некоторых туннельных контактов представлены на рис. 3—5. Все количественные данные о поведении щели помещены в табл. I. Основной результат этих прямых измерений — эффект более быстрого изменения щели по сравнению с критической температурой  $|d \ln \Delta_0/dP| > |d \ln T_K/dP|$ , причем наиболее ярко он проявляется у сверхпроводников с сильным ЭФВ — свинца и его сплавов с висмутом и индием.

Как известно, отклонение отношения  $2\Delta_0/T_K$  от значения теории БКШ, равного 3,53, описывает силу ЭФВ в исследуемом материале и имеет максимальную величину для таких сильносвязанных сверхпроводников, как свинец, ртуть и др.

Туннельные эксперименты впервые показали, что при сжатии переходного металла его основные сверхпроводящие параметры стремятся к значениям, определяемым теорией БКШ. Это легко понять, если привлечь приближенное выражение, связывающее  $2\Delta_0/T_K$  с реальным фононным спектром сверхпроводника<sup>67</sup>. Тогда имеет место следующая простая связь:

$$\frac{d \ln \Delta_0}{dP} = k \frac{d \ln T_K}{dP} - (k-1) \gamma^*, \quad (5.1)$$

где  $k > 1$ ,  $\gamma^* = d \ln \omega_0/dP$ ,  $\omega_0$  — некоторая средняя фононная частота.

Из формулы (5.1) следует, что для непреходных металлов с положительным  $\gamma^*$  щель убывает с давлением быстрее, чем критическая температура <sup>52</sup>.

Указанные результаты получены на пленках толщиной меньше длины когерентности сверхпроводника  $\xi_0$ . На монокристаллических сверхпроводящих образцах возникают особенности в туннельной проводимости, обусловленные зависимостью величины щели от кристаллографического направления.

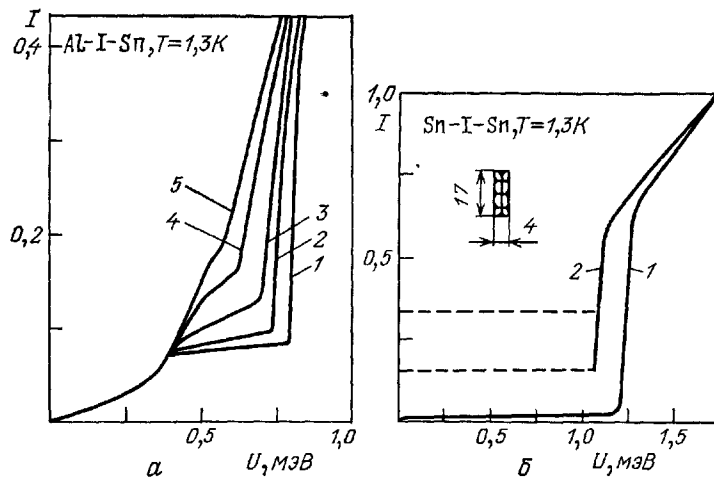


Рис. 3. Влияние давления на «щелевые» характеристики контактов <sup>14</sup>.  
а — Al — I — Sn: 1 —  $P = 0$ , 2 —  $P = 3,3$ , 3 —  $P = 5,5$ , 4 —  $P = 6,5$ , 5 —  $P = 11$  кбар б — Sn — I — Sn: 1 —  $P = 0$ , 2 —  $P = 8,2$  кбар.  $T = 1,3$  К

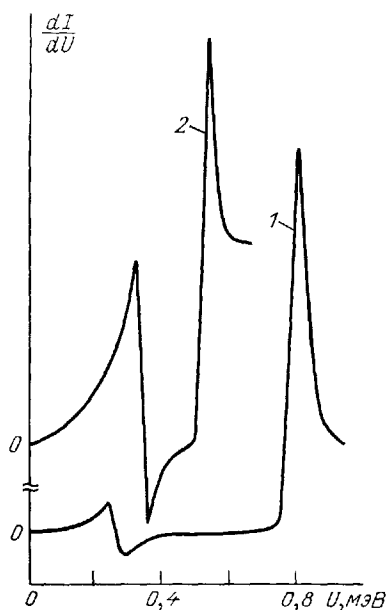


Рис. 4. Влияние давления на «щелевые» характеристики контактов Al — I — In <sup>15</sup>.  
1 —  $P = 0$ , 2 —  $P = 14$  кбар

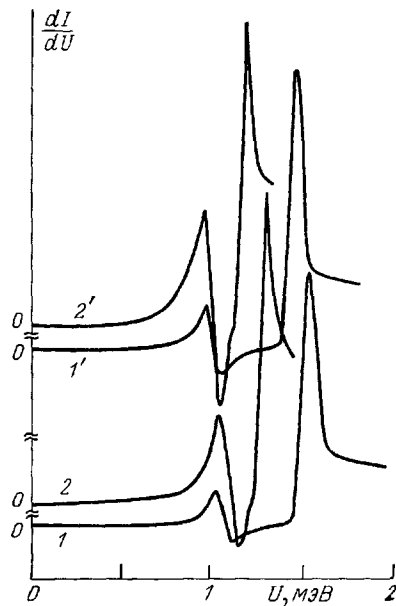


Рис. 5. Влияние давления на «щелевые» характеристики контактов Al — I — Bi  
1, 2 — Bi<sub>2</sub>Tl; 1', 2' — ε-фаза; 1, 1' —  $P = 0$   
2, 2' —  $P = 12$  кбар

Эффекты анизотропии щели наблюдаются и на толстых чистых текстурированных пленках, в которых длина свободного пробега значительно превосходит длину  $\xi_0$  <sup>68</sup>. Обычно «щелевые» характеристики толстых пленок свинца

Таблица I

Влияние давления на энергетическую щель  $2\Delta_0$   
и критическую температуру  $T_K$  сверхпроводящих металлов и сплавов

Объект исследования	$2\Delta_0$ , мэВ	$\frac{d \ln \Delta_0}{dP}$ , $10^{-6} \text{ бар}^{-1}$	$T_K$ , К	$\frac{d \ln T_K}{dP}$ , $10^{-6} \text{ бар}^{-1}$	$P_{\text{max}}$ , кбар	Литература
Pb	2,8 2,7 2,71	$-8,8 \pm 0,3$ $-8,75 \pm 0,7$ —	7,2 — —	$-5,3 \pm 0,3$ — —	14 17 15	53, 69, 104 19 11
Sn	1,24 1,2	$-14,9$ $-15$	3,93 —	$-12,2$ —	11 11	14 11
In	1,09 1,04 —	$-13,1 \pm 0,6$ $-14,2 \pm 0,5$ $-11,3 \pm 0,9$	3,42 — —	$-11,1 \pm 0,5$ — $-9,4 \pm 0,6$	14 11 17	15, 75 11 18
Tl	0,75	$-3,35$	2,34–2,38	$-2,52$	13	69
B <sub>1</sub> III	2,7	—	7,19	—	29	17
Nb	2,08	0	9,301	$-0,3$	7	38
Ta	0,72	0	4,43	$-0,75$	9	38
La	0,8	$> 0$	4,95	$> 0$	17,5	20
In—Sn Sn, ат. %						
3	1,192	$-14,5 \pm 0,6$	3,64	$-11,3 \pm 0,5$	9,3	86
11	1,62	$-9,7$	4,77	$-9,8$	9	86
23	2,09	$-12$	5,88	$-7,7$	4	86
Pb—In In, ат. %						
5	2,77 2,742	$-7,91 \pm 0,3$ $-7,05 \pm 0,54$	— —	— —	10 3,6	53, 104 16
12	2,72 2,7 2,64	$-9,2 \pm 0,3$ $-7,63 \pm 0,48$ $-6,16 \pm 0,3$	— — 7,11	— — $-4,48$	9,5 3,6 3,5	53, 104 16 78
30	2,6	$-8,3 \pm 0,3$	6,76	$-5,35$	11	53, 104
36	2,48	$-6,9 \pm 0,3$	6,75	$-4,53$	3,5	78
40	2,44	$-7,9 \pm 0,6$	—	—	9,5	73
Pb—B <sub>1</sub> B <sub>1</sub> , ат. %						
10	3,08	$-8,5 \pm 0,4$	7,6	$-5,2 \pm 0,4$	11	105
30	3,58	$-7,6 \pm 0,5$	8,5	$-3,2 \pm 0,5$	11	105
38	3,94	$-8 \pm 0,4$	9	$-3 \pm 0,6$	10	105
B <sub>1</sub> —Tl ε-фаза	2,36	$-10,4 \pm 0,8$	6,05	$-7,3 \pm 0,5$	12	76
B <sub>12</sub> Tl	2,59	$-7,1 \pm 0,7$	6,61	$-5,1 \pm 0,5$	12	76

( $d \geq 1500 \text{ \AA}$ ) проявляли две щели  $\Delta_{\min}$  и  $\Delta_{\max}$ . Экстремальные значения энергетических щелей достигали:  $2\Delta_{\min} = 2,49 \pm 0,01 \text{ мэВ}$ ,  $2,57 \pm 0,01 \text{ мэВ}$ ,  $2\Delta_{\max} = 2,78 \pm 0,01 \text{ мэВ}$  и  $2,85 \text{ мэВ}$  <sup>69</sup>. Аналогичные характеристики наблюдаются и для массивных образцов свинца <sup>70</sup>. Из экспериментов (рис. 6) было найдено, что изменение под давлением особенностей, обусловленных анизотропией щели, такое же, как и для изотропной щели, и составляет  $-(8,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ .

В работе <sup>71</sup> были выполнены расчеты по влиянию давления на анизотропию энергетической щели в монокристаллическом свинце, а также определены местоположения критических точек (максимумов, минимумов, седловых точек) в функции щели  $\Delta_0(\theta, \varphi)$ . Величина  $A$ , характеризующая степени анизотропии щели и равная отношению ее наибольшего значения к минимальному, возрастает под давлением:  $A(0 \text{ кбар}) = 1,13$ ,  $A(20 \text{ кбар}) = 1,19$ . Это связано с тем, что параметр  $\gamma^*$  предполагался константой, и поэтому все локальные значения  $\Delta_0(\theta, \varphi)$  сдвигались в результате приложения всестороннего сжатия примерно с одной скоростью. Последний результат качественно согласуется с приведенными выше экспериментальными данными по туннели-

рованию в толстые текстурированные пленки свинца и указывает на то, что основным фактором, определяющим угловую зависимость параметров монокристаллического свинца, действительно является анизотропия фононного спектра.

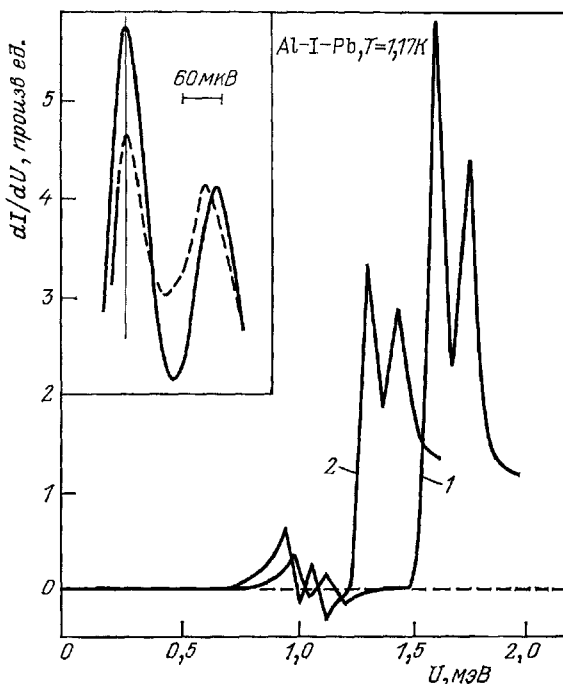


Рис. 6. Влияние давления на туннельные характеристики анизотропного свинца.

Контакт Al-I-Pb<sup>89</sup>; 1 —  $P = 0$ , 2 —  $P = 14$  кбар

Подобным образом в работе <sup>72</sup> были рассчитаны анизотропия щели и ее изменение при сжатии для алюминия. Однако экспериментальные данные для этого слабосвязанного сверхпроводника на сегодняшний день отсутствуют.

## 5.2. Колебательный спектр кристаллической решетки

До постановки туннельных экспериментов основным источником информации об изменении колебательного спектра решетки под давлением были лишь результаты косвенных измерений теплового расширения. Для оценки же сдвига спектра фононов можно было использовать известный макроскопический параметр Грюнайзена. Туннельный эффект открыл возможность непосредственно определить сдвиг поперечных  $\omega_i$  и продольных  $\omega_l$  колебаний спектра решетки исследуемого материала и впервые получить значения микроскопического параметра Грюнайзена:

$$\gamma_i(\mathbf{q}) = -\frac{d \ln \omega_i(\mathbf{q})}{d \ln \Omega} = \frac{1}{\kappa} \gamma_i^*(\mathbf{q}),$$

здесь  $\Omega$  — объем,  $\kappa = -(d \ln \Omega / dP)_T$  — сжимаемость,  $\gamma_i^* = d \ln \omega_i / dP$  — параметр, измеряемый в туннельном эксперименте.

В нашей лаборатории такие данные получены для свинца, индия, таллия, ниобия, тантала, сплавов свинца с индием, свинца с висмутом, сплавов индия с оловом и висмута с таллием <sup>38,53,69,73,74,75,76</sup>. Помимо этого, другими авторами исследовались свинец <sup>77</sup>, индий <sup>18,77</sup>, олово <sup>77</sup>, лантан <sup>20</sup>, висмут <sup>17</sup>, сплав свинца с индием <sup>16,78</sup>.

На рис. 1, б и 7—10 представлены типичные туннельные характеристики некоторых систем. В табл. II приведены экспериментальные значения скоростей изменения фононных частот. Общим свойством практически всех

изученных элементов и сплавов является линейное смещение спектра в область высоких энергий (т. е.  $d \ln \omega_i / dP > 0$ ). Исключение составляют:

а) лантан <sup>20</sup>, у которого  $\gamma_i^* < 0$ ,  $\gamma_{i1}^* \approx 0$ ,  $\gamma_{i2}^* > 0$  в области давлений до 17,5 кбар;

б) интерметаллид  $\text{Bi}_2\text{Tl}$  <sup>76</sup>, у которого под давлением  $P = 3,5$  кбар исчезают особенности в  $d^2U/dJ^2 - U$ , соответствующие низкочастотной области фононного спектра. Свойства этих материалов будут рассмотрены ниже;

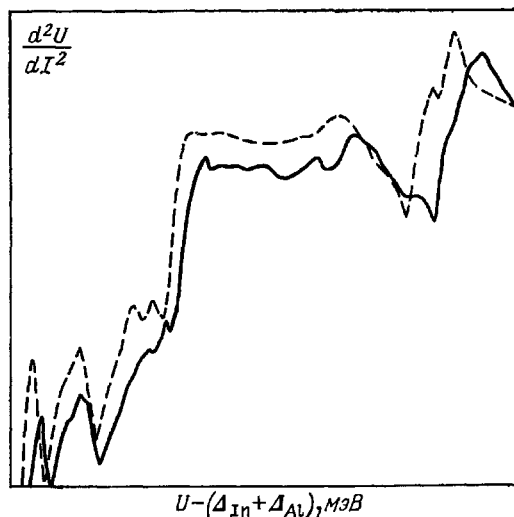


Рис. 7. Влияние давления на фононную структуру индия <sup>75</sup>. Штриховая линия для  $P = 0$ , сплошная —  $P = 10$  кбар

в) индий <sup>79</sup>, проявляющий в районе 6 кбар нелинейное изменение сингулярностей в  $d^2U/dJ^2 - U$ , соответствующих фононным энергиям.

Найденные из туннельного эксперимента значения  $\gamma_i$  существенно превосходят макроскопический параметр Грюнайзена  $\gamma$  (например, для свинца  $\gamma = 2,85$ , а  $\gamma_{i,1} \approx 3,5$ ), обнаруживая тенденцию к  $\gamma_i > \gamma_i$ . Последнее особенно заметно для сплавов. Максимальный эффект запаздывания сдвига вы-

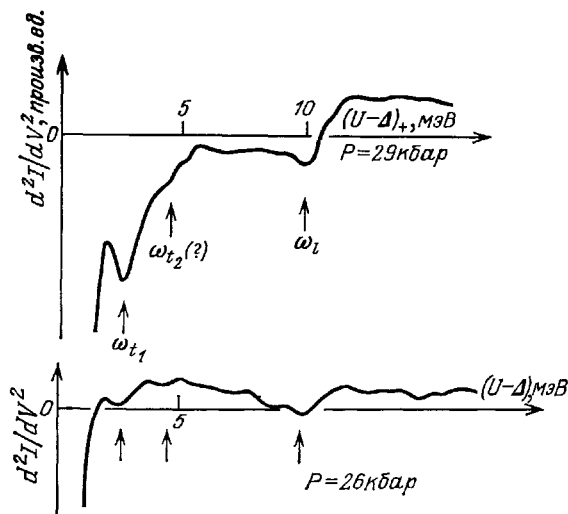


Рис. 8. Фононная структура сверхпроводящего висмута <sup>17</sup>

сокочастотных колебаний решетки обнаружен нами для сплава  $\text{Pb}_{0,8}\text{In}_{0,4}$  <sup>73</sup> и составляет  $\gamma_i^* \approx 2\gamma_i^*$ . Это явление наблюдалось также П. В. Райфом и Д. П. Франком <sup>78</sup>.

Результаты явно указывают на проявление частотной зависимости параметра Грюнайзена. Они свидетельствуют об упрощенном характере

Таблица II

Смещение под давлением критических точек фононных спектров металлов и сплавов

Объект исследования	$\omega_t$ , мэВ	$\frac{d \ln \omega_t}{dP}$ , $10^{-6}$ бар $^{-1}$	$\omega_l$ , мэВ	$\frac{d \ln \omega_l}{dP}$ , $10^{-6}$ бар $^{-1}$	$P_{\max}$ , кбар	Литература
Pb	a) 3,76 4,45 4,8 б) 3,8 4,45 4,9 в) 4,56	$8,0 \pm 0,3$ $7,9 \pm 0,3$ $6,15 \pm 0,3$ $7,4 \pm 1,9$ $8 \pm 1,6$ $6,5 \pm 1,4$ $6,1 \pm 8$	3,45   8,45   8,66	$6,9 \pm 0,3$   $7,1 \pm 0,7$   $6,2 \pm 7,2$	12,2   10   17	53, 104   11   19
Sn	a) 3,5 4,8 7,6 б) 3,18 4,64 3,25	6,3 4,6 6,5 $4,8 \pm 0,6$ $4,8 \pm 0,6$ $5 \pm 0,7$	10,6 14,2 15,9 13,4	4 3,9 4,2 $3,2 \pm 0,4$	9   11	11   75
In	4,6 — — 3,99	$5,7 \pm 0,8$ $7,4 \pm 0,7$ $5,21 \pm 0,5$ 3,7	12,8 — — 9,5	$3,7 \pm 0,4$ $3,9 \pm 0,2$  $5,45$	9,4 16,7  9	11 18  69
Tl	4,2	—	9,9	—	29	17
Bi III	16,06	0	23,44	$0,64 \pm 0,6$	6	33
Nb	11,43	$1,5 \pm 0,5$	18,08	$1,71 \pm 0,5$	9	38
Ta	4,4	$-4,55$	8,8	0	—	20
La			10,4	2,8	17,5	
In—Sn						
Sn, ат. %: 3	3,1 4,61	5,65 5,2	13,41	4	9,3	86
11	2,8 4,64	1,8 2,7	13,75 12,7	1,1 2,9	9	86
23	3,39	5,5			4	86
Pb <sub>0,95</sub> In <sub>0,05</sub>	a) 3,68 4,4 4,78 4,526	$8,6 \pm 0,3$ $8,4 \pm 0,3$ $7 \pm 0,3$ $7,52 \pm 0,71$	8,52 9,57 9,78 8,65	$6,8 \pm 0,3$ $6,1 \pm 0,3$ $5,8 \pm 0,5$ $5,83 \pm 0,21$	10   3,6	53, 104   16
Pb <sub>0,88</sub> In <sub>0,12</sub>	a) 3,52 4,3 б) 4,409 в) 4,3	$9,1 \pm 0,5$ $7,0 \pm 0,5$ $7,57 \pm 0,61$ $6,4 \pm 1,5$	8,62 9,76 10,36 — — —	$6,1 \pm 0,3$ $5,3 \pm 0,3$ $4,0 \pm 0,5$ $5,87 \pm 0,17$ $4,62 \pm 0,22$ $6 \pm 0,6$	9,5   3,6  3,5	53, 104   16  78
Pb <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub>	3,22 4,2	$7,8 \pm 0,3$ $6,0 \pm 0,3$	8,71 10,15	$5,5 \pm 0,3$ $4 \pm 0,3$	11	53, 104
Pb <sub>0,64</sub> In <sub>0,36</sub>	3,67	$6,1 \pm 1,4$	8,79	$5,56 \pm 0,6$	3,5	78
Pb <sub>0,6</sub> In <sub>0,4</sub>	2,9	$7,5 \pm 1$	10,43 8,73 10,7	$3,84 \pm 0,6$ $5,6 \pm 0,7$ $2,7 \pm 0,7$	9,5	73
Pb <sub>0,9</sub> Bi <sub>0,1</sub>	3,1 3,76 4,23 4,8	$4,8 \pm 1,4$ $7,2 \pm 0,4$ $6,4 \pm 0,7$ $5,2 \pm 1,1$	8 8,4	$8,1 \pm 0,7$ $5,9 \pm 0,9$	11	105
Pb <sub>0,7</sub> Bi <sub>0,3</sub>	2,8 3,4 3,85 4,8	$13 \pm 3$ 7,1 6,2 —	8 8,35	$6,3 \pm 0,6$ $4,8 \pm 0,6$	11	105
Pb <sub>0,62</sub> Bi <sub>0,38</sub>	2,78 3,36 3,8 4,8	$9 \pm 2$ $8,3 \pm 1,1$ $10,5 \pm 3,3$ $6,2 \pm 1,2$	7,85 8,1 8,45	$7,6 \pm 1,3$ $7,2 \pm 0,8$ $7,1 \pm 1,4$	12	76
Bi—Tl: $\epsilon$ -фаза	2,22 3,8 5	$10,7 \pm 1$ $7,7 \pm 1$ $4,5 \pm 0,6$	9,68	$6,8 \pm 0,6$ $5,1 \pm 0,6$	12	76
Bi <sub>2</sub> Tl	1,98 2,8 3,46 3,86 5,14	$7,6 \pm 1$ — — $5,2 \pm 1$ $3,2 \pm 0,6$	8,76 9,88	$5,1 \pm 0,6$ $4,3 \pm 0,6$	12	76

моделей, использующих приближение постоянного параметра Грюнайзена для описания ряда свойств вещества при конечных давлениях.

Интересно в этом смысле поведение локальных колебаний решетки сплава свинец — индий. Уравнение Лифшица, приведенное в <sup>80</sup>, определяет

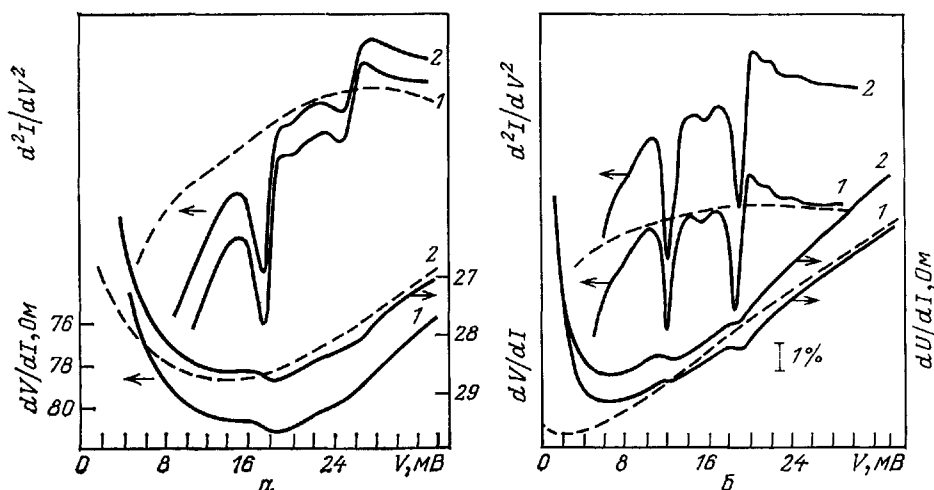


Рис. 9. Влияние давления на фононную структуру тантала и ниобия <sup>38</sup>.  
а — Ta — Ta<sub>x</sub>O<sub>y</sub> — Ag: 1 — P = 0, 2 — P = 9 кбар; штриховые линии — нормальное состояние.  
б — Nb — Nb<sub>x</sub>O<sub>y</sub> — Ag: 1 — P = 0, 2 — P = 6 кбар

их местоположение в предположении, что силовые постоянные не меняются, а возмущение кристалла сводится только к изменению массы в одном из узлов решетки. Под давлением следовало бы ожидать, что локальные колебания будут смещаться с той же скоростью, что и верхняя граница фононного спектра свинца. Это неплохо выполняется в экспериментах с малыми (1—7%)

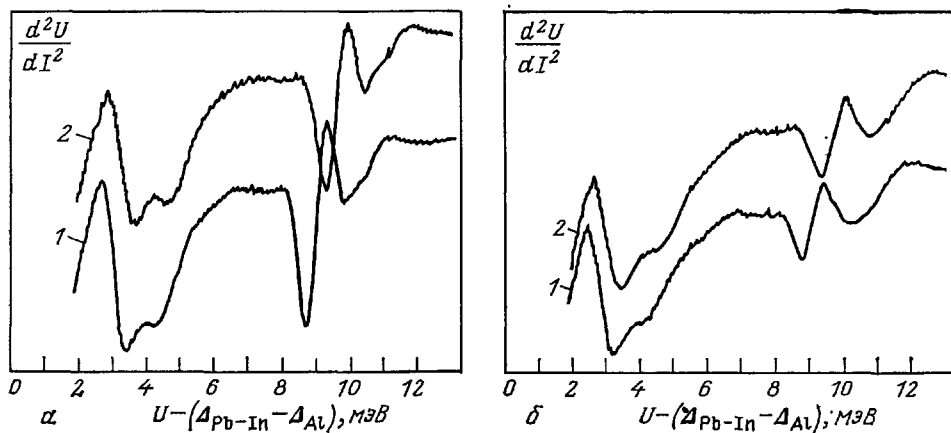


Рис. 10. Влияние давления на фононную структуру свинца и его сплавов с индием <sup>53</sup>.  
а — Pb<sub>0.988</sub>In<sub>0.012</sub>: 1 — P = 0, 2 — P = 9,3 кбар. б — Pb<sub>0.7</sub>In<sub>0.3</sub>: 1 — P = 0, 2 — P = 11 кбар

концентрациями индия <sup>80</sup> и противоречит наблюдениям на образцах с большим содержанием легкой примеси индия <sup>73</sup>, что разумно связать с изменением силовых констант в сплаве.

В целом настоящие результаты указывают на сложный характер изменений под давлением фононных спектров металлов и сплавов. К сожалению, на сегодняшний день отсутствует их детальное теоретическое описание. Так, вычисления с помощью метода псевдопотенциала зависимостей  $\gamma_i(q)$  для

ряда чистых металлов<sup>81</sup> дают различные соотношения между  $\gamma_l(\mathbf{q})$  и  $\gamma_t(\mathbf{q})$  при разных  $\mathbf{q}$ , например для свинца на границе зоны Бриллюэна в направлении [111]  $\gamma_l > \gamma_t$ . В то же время, как уже отмечалось выше, туннельный эксперимент дает  $\gamma_l > \gamma_t$  практически для всех изученных объектов.

### 5.3. Взаимодействие электронов с решеткой

Важным для описания и понимания природы изменений сверхпроводящих свойств является знание спектральной функции ЭФВ —  $g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$ <sup>82</sup>. Она определяет энергетическую зависимость параметра энергетической щели —  $\Delta(\omega)$ , функцию перенормировки электронного спектра нормального металла —  $Z_N(\omega)$ , и позволяет вычислить константу ЭФВ:

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \frac{g(\omega)}{\omega} d\omega,$$

кулоновский псевдопотенциал  $\mu^*$ , изменения массы и скорости электрона вблизи поверхности Ферми —  $m^* = m \operatorname{Re} Z_N(0) = m(1 + \lambda)$ ; интегральные характеристики спектра ЭФВ

$$\langle \omega \rangle = \frac{2A^2}{\lambda}, \quad A^2 = \int_0^\infty g(\omega) d\omega,$$

$$\bar{E} = \int_0^\infty g(\omega) \omega d\omega = \frac{N(0) \langle J^2 \rangle}{2M},$$

где  $N(0)$  — плотность электронных состояний на поверхности Ферми,  $\langle J^2 \rangle$  — квадрат матричного элемента электрон-ионного взаимодействия,  $M$  — масса иона, и критическую температуру сверхпроводника  $T_K$ , в частности на основе приближенного соотношения<sup>8</sup>

$$T_K = \frac{\langle \omega \rangle}{1,2} \exp \left[ -\frac{1,04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0,62\lambda)} \right]. \quad (5.2)$$

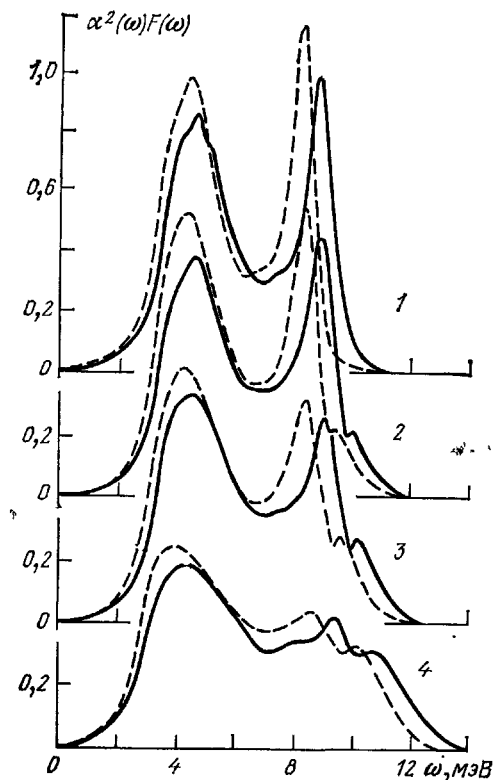


Рис. 11. Изменение под давлением спектральной функции ЭФВ для свинца и его сплавов с индием<sup>85</sup>.

Здесь и на рис. 12 и 20 штриховые линии для  $P = 0$ ; сплошные линии:  $P$  (кбар) = 12, (1, Pb), 10 (2,  $\text{Pb}_{0,95}\text{In}_{0,05}$ ), 9,3 (3,  $\text{Pb}_{0,83}\text{In}_{0,17}$ ) и 11 (4,  $\text{Pb}_{0,7}\text{In}_{0,3}$ )

Туннельный эксперимент, пожалуй, единственный на сегодняшний день источник количественных данных о функции  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ . Процедуры восстановления функции  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  из туннельных данных хорошо известны<sup>2</sup> (см. раздел 2).

В экспериментах ДонФТИ АН УССР с помощью дисперсионного метода<sup>24-26</sup> получены непротиворечивые и надежные данные об изменении под давлением до 14 кбар спектральных функций ЭФВ —  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  для свинца, индия, ниобия, тантала, сплавов: свинца с висмутом и индием, индия с оловом, висмута с таллием<sup>38, 75, 76, 82-86</sup>. Экспериментальные данные для сверхпроводящей модификации  $\text{Bi III}$  ( $P \sim 30$  кбар)<sup>17</sup> были также обработаны этим методом<sup>3,87</sup>. Итерационная процедура<sup>47</sup> была применена в экспериментах со свинцом и сплавами до 3,5 кбар Эдмонтонского и Нью-Йоркского университетов. Однако из-за несовершенств программ реконструкции, не-



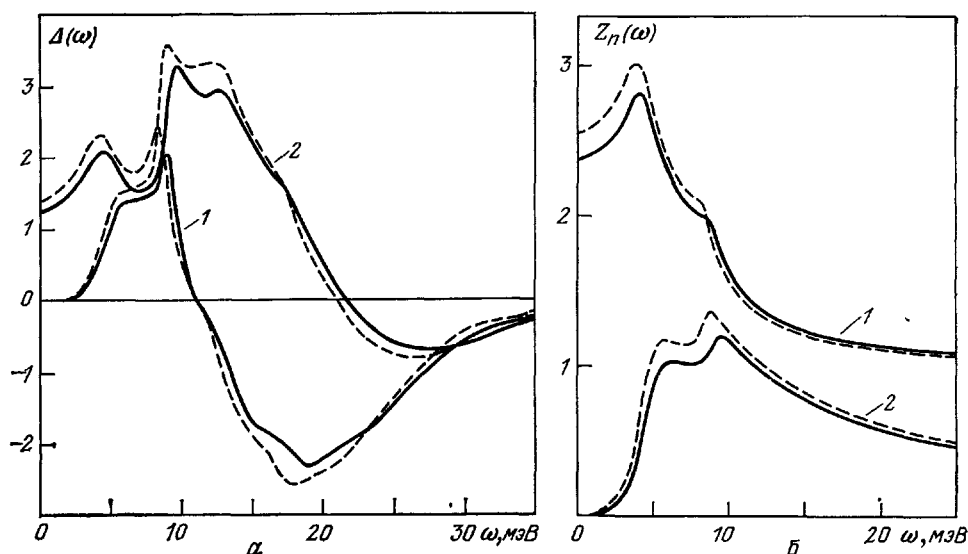


Рис. 12. Изменение параметра энергетической щели (а) и функции перенормировки (б) свинца (сплошные кривые для  $P = 12,2$  кбар)<sup>53</sup>.

Здесь и далее кривые 1 — действительные части комплексных функций, 2 — мнимые части

точностей в исходных экспериментальных данных и малого диапазона давлений количественная сторона их результатов сомнительна. Не удалось также надежно восстановить функции  $\alpha^2(\omega)$   $F(\omega)$  лантана под давлением до 17,5 кбар<sup>20</sup>.

Таблица III

Влияние давления на параметры ЭФВ сверхпроводников

Объект исследования	$\lambda$	$\bar{E}$ , мэВ <sup>2</sup>	$A^2$ , мэВ	$d \ln \alpha/dP$ , $10^{-6}$ бар <sup>-1</sup>			$P_{\max}$ , кбар	Литература
				$\lambda$	$\bar{E}$	$A^2$		
Pb	1,553	23,2	3,945	-9,2	2,2	-3,4	12,2	53, 83
In	0,80	25,1	2,78	-8,5	2,35	-1	10	75
Bi III	1,48	27,47	5,4	—	—	—	29	76
La	0,82	—	—	—	—	—	17,5	20
Nb	0,9	92,28	5,87	0	0	0	6	38
Ta	0,68	61,07	4,32	—	—	—	9	38
In—Sn								
In, ат. %:								
3	0,86	—	—	-10,4	—	—	9,3	86
11	1,08	—	—	-9,8	—	—	9	86
23	1,24	—	—	-12,3	—	—	4	86
Pb—In								
In, ат. %:								
5	1,56	23,9	4,01	-7,8	1,3	-5,15	10	53, 104
	1,548	24,04	4,053	-6,91	2,086	-3,777	3,63	16
12	1,57	24,5	4,05	-8,2	2,7	-3,8	9,4	53, 104
	1,519	24,532	4,04	-7,926	2,479	-3,155	3,63	16
30	1,575	24,96	3,98	-8,14	3,2	-3,1	11	53, 104
36	1,42	—	3,893	-7,46	-4,26	-5,8	3,5	78
Pb—Bi								
Bi, ат. %:								
10	1,67	22,6	4,02	-11,7	1,8	-4,6	11	84
30	2,08	23,7	4,5	-13,9	3,5	-4,8	11	84
38	2,11	25,0	4,6	-14,0	3,3	-4,4	11	84
Bi <sub>0,6</sub> Tl <sub>0,4</sub>	1,58	20,57	3,58	-14,7	3,5	-5	8,2	76
Bi <sub>2</sub> Tl	1,65	22,39	3,78	-8,95	3,15	-3	8,8	76

Все это подчеркивает повышение требования к туннельным экспериментам в условиях сильного сжатия и способам обработки экспериментальных данных.

Достоверность наших результатов достигнута исследованием туннельных контактов, исключающих токи утечки нетуннельной природы, большим диапазоном давлений — свыше 10 кбар, самой постановкой эксперимента — воспроизводимостью данных на большом количестве образцов, обратимостью свойств после сброса давления, выполнением жестких требований к экспериментальной туннельной плотности состояний и расчетным данным, сформулированным в <sup>88</sup>.

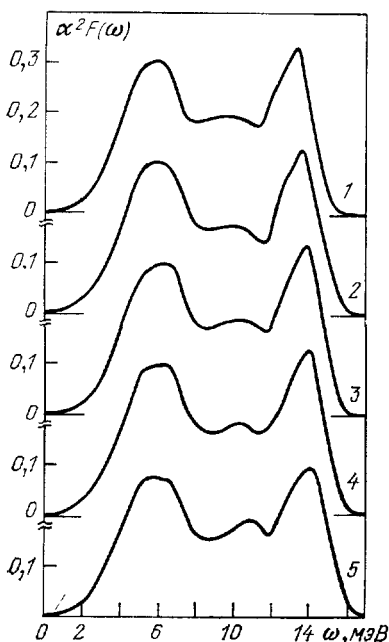


Рис. 13. Изменение под давлением функции ЭФВ индия <sup>75</sup>.  
 $P$  (кбар) = 0 (1), 3 (2), 5 (3), 7 (4) и 10 (5)

Типичные параметры изменения под давлением функций ЭФВ приведены на рис. 11—15 в табл. III. Основной результат этих исследований — амплитудное ослабление указанных функций. Оно свидетельствует, как и ранее обнаруженный эффект уменьшения  $2\Delta_0/T_K$ , об ослаблении ЭФВ с приложением давления. Для всех изученных металлов и сплавов из расчетов на ЭВМ найдено увеличение параметра  $\bar{E}$ . В пределах экспериментальных ошибок величина кулоновского псевдопотенциала не чувствительна к изменению параметров решетки в изученном диапазоне давлений. В то же время его значения для разных объектов исследований заметно отличались друг от друга.

### 5.3.1. Непереходные металлы

Простейшая модель, использующая предположение о постоянстве микроскопического параметра Грюнайзена, качественно описывает изменение функций ЭФВ непереходных металлов под давлением <sup>21</sup>:

$$g^{(P)}(\beta\omega) = \frac{B}{\beta^2} g^{(0)}(\omega), \quad (5.3)$$

где  $g^{(P)}(\omega)$  и  $g^{(0)}(\omega)$  — функции ЭФВ при конечном и нулевом давлении,  $\beta = 1 + \gamma P$ ,  $\gamma$  — макроскопический параметр Грюнайзера,  $\kappa$  — сжимае-

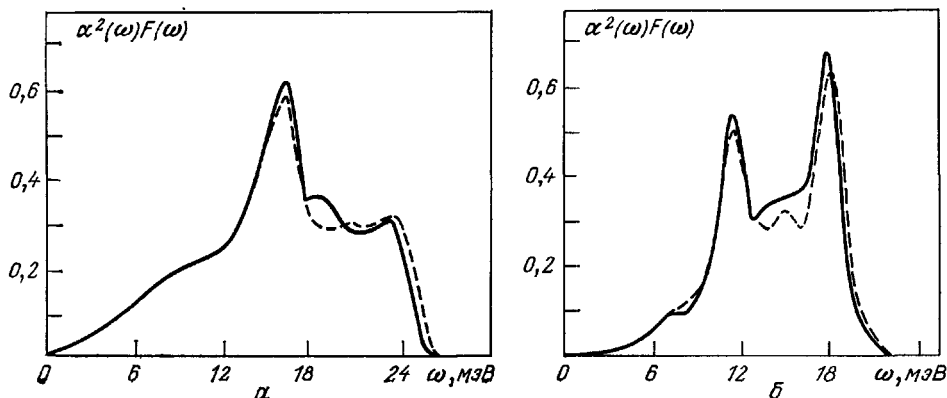


Рис. 14. Изменение функций ЭФВ: ниобия (а,  $P = 6$  кбар), тантала (б,  $P = 9$  кбар) <sup>88</sup>.  
 Сплошные линии —  $P = 0$ , штриховые — ненулевые давления

мость. Параметр  $B(P)$  включает в себя изменения электронных характеристик в результате сжатия кристаллов и его нахождение представляет собой определенную проблему<sup>23</sup>. Простое выражение для зависимости  $B$  от давления может быть получено на основе работы<sup>89</sup>, в которой показано, что в непереходных металлах влияние ЭФВ с достаточной точностью описывается простым аналитическим выражением для форм-фактора неэкранированного

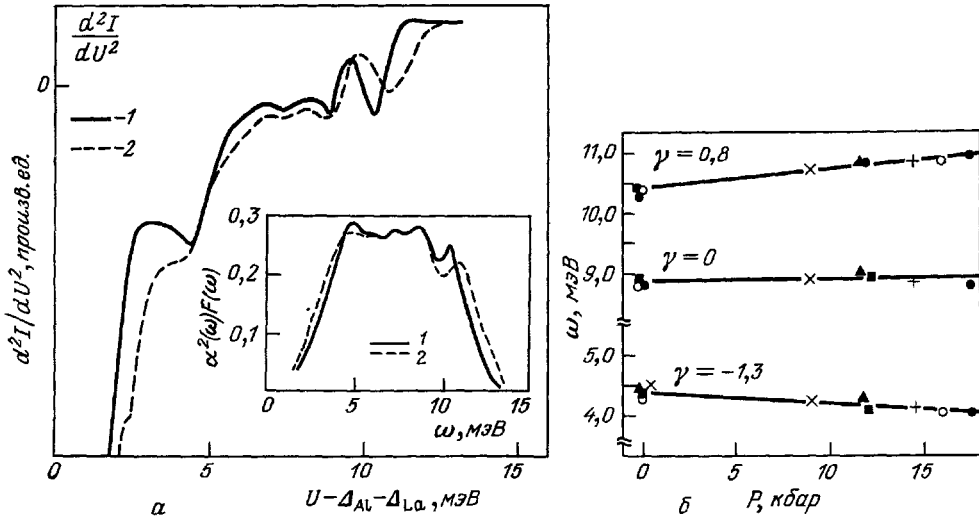


Рис. 15. Зависимость форм кривых  $d^2I/dU^2$  (а) и характерных особенностей Ван-Хова (б) лантана от давления<sup>20</sup>.

Кривая 1 —  $P = 0$ ; 2 —  $P = 17,5$  кбар. На вставке в рис. а показано изменение функции ЭФВ лантана от энергии при давлениях 1 и 2

псевдопотенциала  $v_i(r) = (C_1/r^2) - (z/r)$ , где  $C_1$  — константа,  $z$  — валентный заряд. Используя соотношение для  $B(P)$  из работы<sup>21</sup>, находим, что в этом случае  $B = 1 + 1,2\kappa P$ . В результате получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln \lambda}{dP} &= (1,2 - 2\gamma) \kappa, \\ \frac{d \ln \bar{E}}{dP} &= 1,2\kappa, \\ \frac{d \ln A^2}{dP} &= (1,2 - \gamma) \kappa. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Для свинца  $\gamma_{Pb} = 2,84$ <sup>90</sup> и  $\kappa_{Pb} = 2,05 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup><sup>91</sup>, тогда  $d \ln \lambda/dP = -9,18 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>,  $d \ln \bar{E}/dP = 2,46 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>,  $d \ln A^2/dP = -3,36 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>. Полученные расчетные значения прекрасно согласуются с экспериментальными данными для свинца, приведенными в табл. IV. Таким образом, знания двух макроскопических параметров  $\gamma$  и  $\kappa$  достаточно для удовлетворительного описания влияния давления на параметры ЭФВ непереходных металлов.

Полученные для  $d \ln \lambda/dP$  результаты интересно сопоставить с измерениями коэффициента  $\gamma_a = (2/3) \pi^2 k_B^2 N(0) (1 + \lambda)$ , определяющего электронную теплоемкость металла при низких температурах. В рамках модели свободных электронов для плотности электронных состояний на уровне Ферми имеем  $d \ln N(0) = \kappa/3$ . Тогда из данных табл. III для свинца находим  $d \ln \gamma_a/dP = 4,9 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>. Другие методы дают следующие значения производной  $d \ln \gamma_a/dP$ :  $-(3,5 \pm 1) \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup><sup>92</sup>;  $-(7,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup><sup>92</sup>;  $-(4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup><sup>93</sup>.

### 5.3.2. Ниобий, тантал

Попытки изучения ЭФВ с помощью туннельной методики в пленочном состоянии и на монокристаллах приводили к аномальным значениям константы  $\lambda$  (малые величины) и кулоновского псевдопотенциала  $\mu^*$  (отрицательные значения). Эти результаты не удалось объяснить только наличием нормального слоя на поверхности монокристаллов ниобия вблизи барьера или структурными несовершенствами образца, что дало основание предположить существование в ниобии нефононного механизма сверхпроводимости<sup>94</sup>.

Результаты систематических туннельных исследований ЭФВ монокристаллов ниобия и тантала в условиях гидростатического сжатия изложены в<sup>38</sup>. Для конкретного определения плотности состояний сверхпроводников из туннельных данных была учтена зависимость прозрачности потенциального барьера от прилагаемого напряжения. Вид спектральных функций ЭФВ ниобия и тантала и их изменение под давлением представлены на рис. 14. Полученные значения  $\lambda$  и  $\mu^*$  вместе с данными других авторов<sup>39</sup> показывают, что сверхпроводимость этих переходных металлов главным образом обусловлена электрон-фононным механизмом куперовского спаривания электронов. Расчетные величины  $T_K$  находятся в хорошем согласии с измеренными. Различие в поведении фононных спектров ниобия и тантала под давлением, установленное по смещению характеристических частот  $\omega_i$  (поперечных) и  $\omega_l$  (продольных) (см. рис. 10) сводится к следующему. В ниобии происходит более сильный сдвиг частот продольных колебаний, у тантала сдвиги одинаковы для обеих поляризаций. В исследованном диапазоне давлений найдены значения параметров Грюнайзена:  $\gamma_{Nb} = 1,7$  и  $\gamma_{Ta} = 1,94$ . Из данных  $d \ln T_K / dP$  получены следующие изменения от объема электронного параметра  $S_e = d \ln (N(0) \langle J^2 \rangle) / d \ln \Omega$ :  $S_e = -2,25$  для ниобия и  $S_e = -2,65$  для тантала. Значительные изменения этого параметра для переходных металлов обусловлены уширением  $s - p$ -зоны под давлением и ее смещением вверх по энергии.

Данные результаты позволяют утверждать, что в области малых гидростатических давлений уменьшение критических температур сверхпроводящего перехода ниобия и тантала обусловлено преимущественно изменениями колебательного спектра решетки.

### 5.3.3. Лантан

В отличие от ниобия и тантала в лантане вплоть до давлений 17,5 кбар<sup>20</sup> наблюдалось размягчение ( $\gamma_i^* < 0$ ) поперечных фононных мод (см. рис. 15). Это в свою очередь приводит к возрастанию щели и критической температуры  $T_K$ , так что отношение  $2\Delta_0/T_K$  увеличивалось от 3,75 ( $P = 0$ ) до 4,6 ( $P = 17,7$  кбар). При этом сохраняется неравенство  $|d \ln \Delta_0 / dP| > |d \ln T_K / dP|$ , обнаруженное для простых металлов. Результаты этого эксперимента не подтверждают ранних предположений о наличии в лантане других механизмов спаривания, помимо ЭФВ, например так называемого «4f-электронного механизма». Теоретически постулировалось, что давление поднимает 4f-зону, приводя к уменьшению  $\mu^*$  и повышению  $T_K$ . В свете туннельных результатов становится понятным, что смягчение фононов и увеличение ЭФВ представляет другую важную и реальную причину возрастания  $T_K$ . Этот механизм не рассматривался ранее. Анализируя полученные данные, авторы<sup>20</sup> предположили, что в лантане возрастание плотности состояний в 4f-зоне приводит к смягчению фононов под давлением, низкой дебаевской температуре и точке плавления.

Интересно, что расчеты<sup>95</sup> показывают уменьшение в лантане средней фононной частоты и возрастание силы ЭФВ с увеличением давления до 35 кбар, при котором, возможно, происходит фазовый переход.

#### 5.4. Критическая температура сверхпроводящего перехода и расчеты параметров ЭФВ

Уравнения Элиашберга при  $T = 0$  и  $T = T_K$  являются предельными случаями равенств, полученных в температурной технике для произвольных температур. Поэтому оказывается возможным вычислять критическую температуру сверхпроводника из точных соотношений с привлечением найденных из туннельного эксперимента функций ЭФВ.

Фактически подобные расчеты представляют собой критерий достоверности восстановленных функций ЭФВ и позволяют критически оценить надежность ряда полуэмпирических формул для  $T_K$  (например, соотношения

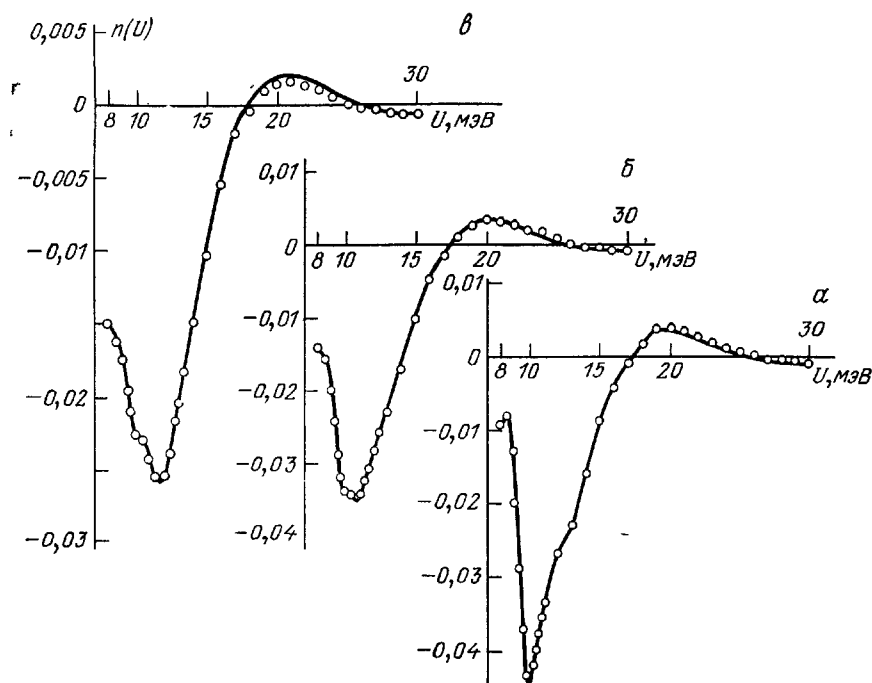


Рис. 16. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (значки) туннельных плотностей состояний <sup>52</sup>.

$a$  — Pb,  $P = 12,2$  кбар,  $б$  —  $Pb_{0,88}In_{0,12}$ ,  $P = 9,3$  кбар.  $в$  —  $Pb_{0,7}In_{0,3}$ ,  $P = 11$  кбар

(5.2)). В отличие от точных решений такие формулы предсказывают заметно меньший сдвиг  $T_K$  под давлением: на 20—40% согласно уравнению (5.2) и на 10—15% в соответствии с улучшенным в <sup>98</sup> вариантом соотношения (5.2). Этот вывод не зависит от ошибок в измерении давлений и получен с использованием интегральных характеристик тех же функций ЭФВ, которые входили в точные расчеты  $T_K$ . Понятно, что рассмотренные выше формулы для  $T_K$  должны с разумной осторожностью применяться при анализе экспериментов, исключающих получение функции ЭФВ.

Наряду с точным расчетом  $T_K$  существует еще один способ проверки полученной функции ЭФВ. Он заключается в нахождении туннельной плотности состояний при энергиях, превышающих границу фононного спектра данного металла. Результат этого сравнения в области более 11 мэВ для свинца и 14 мэВ для некоторых сплавов свинца с индием при конечном давлении (при расчете использовались экспериментальные значения только до этих значений) показан на рис. 16. Вместе с совпадением «точно» вычисленных и экспериментальных значений  $T_K$  он убедительно свидетельствует о применимости микроскопической теории для описания сверхпроводящих свойств непереходных элементов под давлением.

Как видим, экспериментальные данные о функции  $\alpha^2(\omega) F(\omega)$  позволили полностью описать наблюдаемые изменения под давлением сверхпроводящих свойств металлов. Что же касается понимания механизмов изменения спектральных функций ЭФВ, то особую ценность представляет развитие первопринципных расчетов основных характеристик ЭФВ. К сожалению, соответствующие вычисления выполнены пока только для простых металлов. В качестве примера укажем на работу <sup>97</sup>, в которой изучалось влияние всестороннего сжатия на перенормировку эффективной массы электрона в натрии и калии. Последовательный учет факторов (изменения зонной массы электрона, константы электрон-фононной связи и соответствующего параметра, описывающего вклад электрон-электронного взаимодействия) позволил установить рассогласование между теоретическими и экспериментальными значениями  $d \ln m^*/dP$  в изученных материалах.

Достигнутый процесс в области расчета параметров ЭФВ различных металлов, сплавов и соединений (в частности, переходных металлов <sup>98</sup>) позволяет надеяться на получение соответствующих результатов и для случаев высоких давлений. При этом необходим учет реальных факторов, влияющих на ЭФВ в исследуемых материалах: разупорядочения в исследуемых материалах: разупорядочения в сверхпроводящих сплавах <sup>99</sup>, анизотропии электрон-фононных характеристик <sup>100,101</sup>, аморфизации <sup>102</sup>.

## 6. ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМАХ С СОСТАВОМ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ

Большой интерес представляет изучение многокомпонентных систем. Давление и примеси позволяют реализовать в них различные фазовые состояния, а в окрестности фазовых переходов может возникнуть решеточная неустойчивость, способствующая повышению в одной из фаз <sup>98</sup>. Поэтому, естественно, возникает вопрос, реальна ли сама постановка туннельного эксперимента с такого рода сложными многофазовыми объектами в условиях высоких давлений и низких температур, когда в веществе в процессе измерений возможны структурные превращения?

### 6.1. Система свинец—висмут

В широком интервале концентраций сплавы свинца с висмутом образуют области существования различных фазовых состояний <sup>103</sup>. При температурах ниже эвтектической ряд гомогенных участков разделен областями двухфазных смесей. Например, для комнатной температуры и нормального давления сплавы свинца с висмутом, содержащие менее 18 ат. % висмута, являются твердыми растворами замещения с ГЦК-структурой свинца ( $\alpha$ -фаза). Дальнейшее увеличение легирующего элемента в свинце приводит к появлению в интервале 28—34 ат. % висмута гомогенной области промежуточной  $\epsilon$ -фазы (решетка ГПУ), граничащей с двухфазными областями  $\alpha + \epsilon$  и  $\epsilon + \alpha'$ , где  $\alpha'$  (или  $\text{Bi}$ ) — твердый раствор на основе висмута.

Результаты туннельных экспериментов показывают, что туннельный ток чувствителен к изменению фазового состава <sup>84,104,105</sup>. На рис. 17 представлены копии записей туннельных характеристик системы свинец — висмут в области напряжений на барьере  $U = \Delta_{\text{Pb-Bi}} \pm \Delta_{\text{Al}}$ , различные фазовые состояния которой получены под высоким гидростатическим давлением. Для однофазных растворов с содержанием висмута 10 и 30 ат. % (зависимости 1 и 2) туннельная проводимость имеет вид, типичный для однородных чистых сверхпроводников (ср. с рис. 1, а и 6). Картина резко изменяется для двухфазной смеси при концентрации висмута 38 ат. % (зависимости 3—5). Близость нерастворенного висмута со сверхпроводящей фазой ведет к наведению энергетической щели в нем и возникновению соответствующих особенностей

в проводимости при малых напряжениях  $U = \Delta_A \pm \Delta_B$ . Длительная выдержка образцов при комнатной температуре и фиксированном давлении с последующим погружением их в криостат приводила к изменению характеристик из-за перераспределения количественного состава фаз. Особенности в проводимости, отвечающие туннелированию в  $Bi$ -фазу, ослабевают (см. рис. 17, кривая 4) и в конце концов полностью исчезают (рис. 17, кривая 5). Такое изменение объясняется дополнительной растворимостью избыточного висмута в  $\epsilon$ -фазе, в результате чего происходит смещение линии равновесия  $\epsilon \rightleftharpoons \epsilon + Bi$  в сторону  $Bi$ . Этот результат не противоречит теоретическим предсказаниям фазовой диаграммы состояний под давлением для системы свинец — висмут <sup>106</sup>. Как видно из табл. I и III, увеличение растворимости висмута из-за сдвига под давлением границы фазового равновесия приводит к реализации однофазного сверхпроводника  $Pb_{0.62}Bi_{0.38}$  с высокой  $T_K = 9K$  и сильным ЭФВ ( $\lambda = 2,11$ ). Соответствующие функции ЭФВ представлены на рис. 18. Эти эксперименты указывают на возможность применения в комплексе с другими методами туннельной спектроскопии для изучения фазовых превращений.

В то же время туннелирование в сверхпроводящую многофазную структуру, как объект с сильно неоднородным распределением параметра порядка, представляет и другую проблему. При расчете одночастичного тока в такую неоднородную систему возникают трудности, вызванные необходимостью статистического усреднения и усреднения по случайному расположению фаз. А функция распределения в свою очередь определяется условиями образования пленки, дисперсностью отдельных фаз и степенью их взаимного упорядочения. Экспериментальные же характеристики двухфазных объектов <sup>104</sup> во многом аналогичны слоистым структурам <sup>107</sup>, для которых апробированы

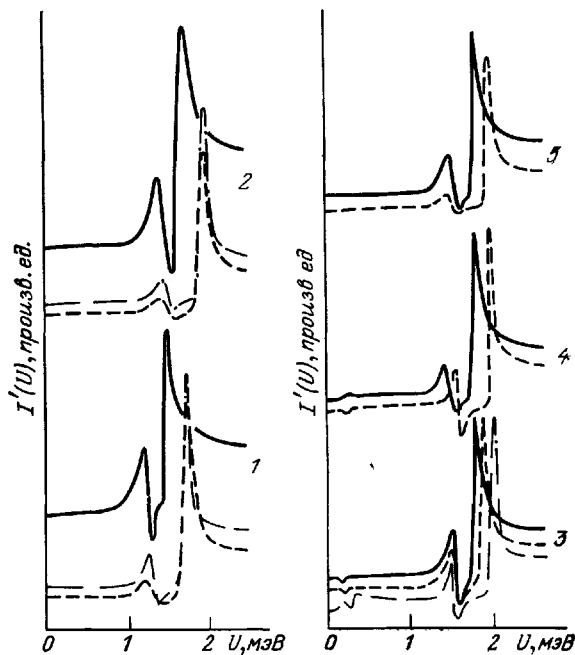


Рис. 17 Влияние барического отжига на туннельную проводимость систем свинец — висмут <sup>104</sup>  
 Ат. %  $Bi$  1—10, 2—30, 3—5—38 Штриховые линии — исходные данные, сплошные — для  $P$  (кбар) 1, 2—11, 8, 3—5—10, штрихпунктирные 3—5—6 кбар, 1, 2—сброс до 0,8 кбар Семейство 3 — быстроохлажденные образцы сразу после сжатия, 4 — отожженные при комнатной температуре в течение 3 суток при  $P = 4$  кбар, 5 — в течение 20 суток при  $P = 10$  кбар

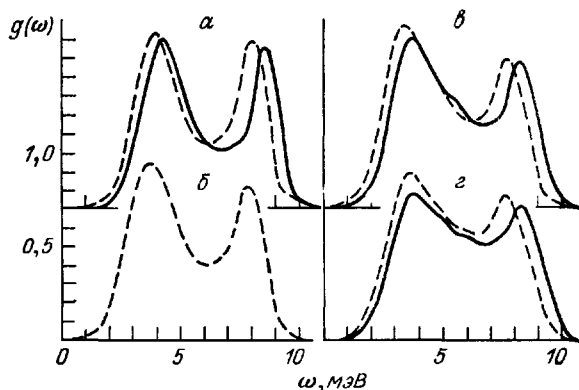


Рис. 18. Изменение под давлением функции ЭФВ сплавов свинец — висмут <sup>106</sup>.

$a$  и  $b$  —  $Pb_{0.9}Bi_{0.1}$  и  $Pb_{0.8}Bi_{0.2}$ ,  $P = 10$  кбар,  $a$  и  $g$  —  $Pb_{0.7}Bi_{0.3}$  и  $Pb_{0.6}Bi_{0.4}$ ,  $P = 9,5$  кбар,  $b$  и  $g$  — данные при  $P = 0$  для термоохлажденных образцов от температуры,  $T \approx 380K$ ,  $a$  для  $P \neq 0$  получены после выдержки при комнатной температуре под давлением  $P = 14$  кбар в течение 40 суток

некоторые теоретические модели <sup>40,43</sup>. Поэтому подход к описанию туннелированного эффекта в многофазной системе должен базироваться на представлениях об эффекте близости и протекании параллельных туннельных токов в отдельные фазы.

## 6.2. Система висмут — таллий

Согласно фазовой диаграмме <sup>103</sup> в средней области концентраций (55—63 ат. % висмута) при  $P = 0$  имеется  $\epsilon$ -фаза с гексагональной структурой с тремя атомами на ячейку. Химическое соединение  $\text{Bi}_2\text{Tl}$  находится за пределами  $\epsilon$ -фазы на диаграмме равновесия, т. е. соединение нестабильно при атмосферном давлении и комнатной температуре. При давлениях, больших 5 кбар, все сплавы с содержанием от 62 до 85 ат. % висмута обнаруживают раздвоение линии эвтектического превращения, что указывает на существование промежуточных фаз.

В отличие от сплавов свинца с висмутом и индием, тонкая структура фононного спектра сплава висмут-таллий отчетливо разрешается во вторых производных от вольт-амперных характеристик (рис. 19). Это обусловлено упорядоченным распределением атомов по узлам решетки и незначительными флуктуациями межатомных сил системы. При добавлении висмута большее изменение испытывает низкочастотная область фононов: наблюдается рождение новых сингулярностей (2,8 и 3,5 мэВ). Их возникновению предшествует некоторое размагничение низкочастотной моды от 2,4 до 2 мэВ, сопровождающееся повышением на границе  $\epsilon$ -фазы  $T_K$  от 5,8 до 6,6 К и  $2\Delta_0$  от 2,3 до 2,6 мэВ (табл. IV).

Таблица IV

Сверхпроводящие параметры  $T_K$ ,  $2\Delta_0$  и критические точки  
фононных спектров  $\omega_i$  системы  $\text{Bi}-\text{Tl}$  <sup>76</sup>

Объект исследования	$\epsilon$ -фаза					$\text{Bi}_2\text{Tl}$ -фаза			$\text{Bi}_2\text{Tl} + \text{Bi I}$ $\text{Bi}_{0,9}\text{Tl}_{0,1}$	$\text{Bi III}$ <sup>17</sup>
	$\text{Tl}$	$\text{Bi}_{0,55}\text{Tl}_{0,45}$	$\text{Bi}_{0,56}\text{Tl}_{0,42}$	$\text{Bi}_{0,6}\text{Tl}_{0,4}$	$\text{Bi}_{0,62}\text{Tl}_{0,38}$	$\text{Bi}_{0,65}\text{Tl}_{0,35}$	$\text{Bi}_{0,68}\text{Tl}_{0,32}$	$\text{Bi}_{0,7}\text{Tl}_{0,3}$		
$2\Delta_0$ , мэВ	0,75	2,30	2,34	2,36	2,47	2,560	2,596	2,62	2,62	2,7
$T_K$ , К	2,38	5,75	5,88	6,05	6,21	6,52	6,61	—	6,6	7,19
1	—	2,4	2,3	2,22	2,11	2,04	1,98	2	2,08	2,5
2	—	—	—	—	—	2,84	2,8	2,82	2,8	—
3	—	—	—	—	—	3,5	3,46	3,42	3,43	—
$\omega_i$ , мэВ										
4	3,99	3,84	3,8	3,8	3,72	3,96	3,86	3,84	3,72	4,2
5	—	4,96	5	5	4,95	5,2	5,14	5,08	5,2	—
1	—	8,92	8,84	8,8	8,65	8,95	8,76	8,76	8,72	—
$\omega_i$ , мэВ										
2	9,5	9,76	9,72	9,68	9,65	9,85	9,88	9,76	9,8	9,9

В экспериментах под давлением (3,6; 4,8; 8; 11 и 12 кбар) наблюдается уменьшение сверхпроводящих параметров  $\Delta_0$  и  $T_K$ , более заметное для  $\epsilon$ -фазы (см. табл. I и III). Местоположения характеристических частот фононных спектров смещаются в сторону высоких энергий, и это типично для всей области концентраций висмута. Однако все образцы с концентрацией висмута более 65 ат. % показывают исчезновение точек  $\omega_i^{(2)} = 2,8$  мэВ и  $\omega_i^{(3)} = 3,5$  мэВ при давлениях свыше 3,7 кбар, отражая, видимо, рождение новой промежуточной фазы  $\text{Bi}_2\text{Tl}$ . Эффективные фононные спектры этих фаз (рис. 20)



заметно различаются соотношением амплитуд, отражая роль электронной концентрации в их формировании.

Основываясь на измерениях туннельных характеристик и  $T_K$  большого количества образцов с разной концентрацией компонентов, находим, что область гомогенности в пленочном конденсате реализуется вплоть до 70 ат. % висмута, а далее возникает двухфазная область. В то же время характеристики  $d^2U/dJ^2 - U$  в районе фоновых энергий качественно не меняются и сохраняются подобными однофазной системе с 65—70 ат. % висмута. Это позволяет исключить из рассмотрения эффекты выпадения чистого висмута,

который мог бы обусловить возникновение обсуждаемых особенностей в туннельных спектрах. В пользу такой альтернативы указывают результаты рентгенографиче-

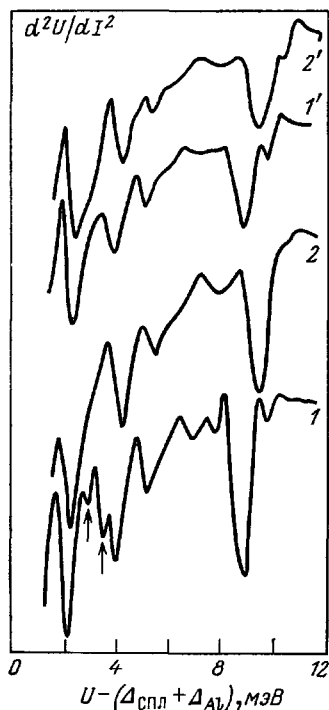


Рис. 19. Влияние на фоновую структуру системы висмут — таллий <sup>76</sup>.  $\text{Bi}_2\text{Tl}$  (1, 2);  $\epsilon$ -фаза (3, 4); 1, 1' —  $P = 0$ ; 2, 2' —  $P = 12$  кбар

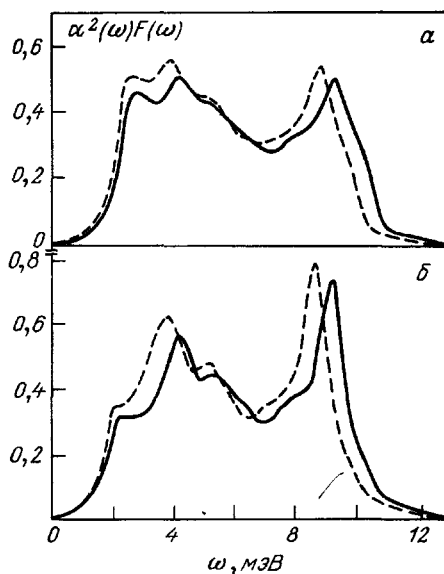


Рис. 20. Изменение функции ЭФВ для системы висмут — таллий <sup>76</sup>. а —  $\epsilon$ -фаза,  $P = 8,2$  кбар. б —  $\text{Bi}_2\text{Tl}$ ,  $P = 8,8$  кбар

ского исследования этой системы под давлением порядка 30 кбар <sup>108</sup>, из которых следует, что растворимость висмута в данной системе наблюдается только при переходе его в металлическое состояние  $\text{Bi III}$  ( $P \sim 29$  кбар). Давления же (от 3 до 4 кбар для разных концентраций), при которых исчезают особенности  $\omega_i^{(2)}$  и  $\omega_i^{(3)}$ , существенно ниже переходов  $\text{Bi I} \rightarrow \text{Bi II} \rightarrow \text{Bi III}$ .

Полученные результаты наводят также на мысль о связи эффектов взаимодействия типа поверхность Ферми — зона Бриллюэна с процессами упорядочения. В этом отношении представляет интерес имеющийся в литературе ряд экспериментальных указаний на аномалии в поведении  $T_K$  и параметров решетки кубических систем типа свинец — таллий, висмут — таллий при электронной концентрации 3,5 эл/атом. В работе <sup>109</sup> обращено внимание на аномалии в фоновом спектре при концентрации 4,18 эл/атом вблизи фазового перехода ГЦК — ГПУ. Однако детальное рассмотрение указанного вопроса не представляется пока возможным из-за отсутствия зонных расчетов интерметаллида.

## 6.3. Система индий — олово

Кристаллическая решетка индия в нормальных условиях имеет ГЦТ-структуру, при комнатной температуре параметр тетрагональности  $\delta = c/a - 1 = 0,078$  (где  $a$  и  $c$  — параметры решетки). При добавлении примеси большей валентности (олово) параметр тетрагональности сначала возрастает, а затем по мере приближения состава к границе  $\alpha$ -фазы падает. При дальнейшем увеличении концентрации олова до 12 ат. % происходит фазовый  $\alpha \rightleftharpoons \beta$  переход, сопровождающийся небольшим скачком объема элементарной ячейки.  $\beta$ -фаза также имеет ГЦТ-структуру, однако, в отличие от фазы  $\alpha$ -In, она характеризуется отношением  $c/a < 1$ . Характерной особенностью сплавов  $\alpha$ -фазы является наличие аномалий в ряде физических свойств, обусловленных электронно-топологическими переходами в системе <sup>75</sup>.

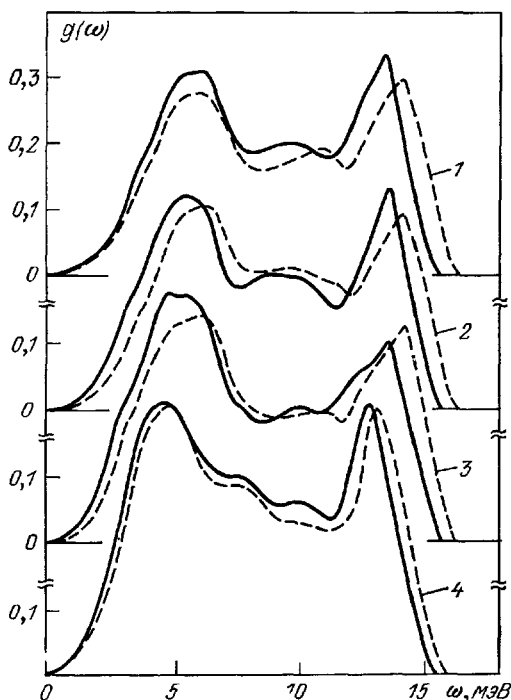


Рис. 21. Влияние давления на функции ЭФВ индия и его сплавов с оловом <sup>86</sup>

1 — In,  $P = 10$  кбар, 2 —  $\text{In}_{0,87}\text{Sn}_{0,13}$ ,  $P = 9,3$  кбар, 3 —  $\text{In}_{0,89}\text{Sn}_{0,11}$ ,  $P = 9$  кбар, 4 —  $\text{In}_{0,77}\text{Sn}_{0,23}$ ,  $P = 4$  кбар. Сплошные линии —  $P = 0$ , штриховые — ненулевые давления.

Спектральные функции ЭФВ и их изменения под давлением приведены на рис. 21 <sup>86</sup>. С увеличением электронной концентрации в сплавах возрастают  $T_K$ ,  $\Delta_0$ ,  $2\Delta_0/T_K$  и константа ЭФВ  $\lambda$ . Это обстоятельство обусловлено ростом плотности электронных состояний на поверхности Ферми, который приводит как к увеличению электронного вклада в константу  $\lambda$ , так и к размягчению фононного спектра (см. табл. III).

В спектральных функциях ЭФВ с увеличением электронной концентрации, помимо смещения, происходит рост амплитуды пиков, их уширение и деформация, особенно заметные в сплавах, близких к границе  $\alpha$ -фазы. Эти искажения свидетельствуют о появлении в фононном спектре группы частот, характерных для сплавов  $\beta$ -фазы, и указывают на наличие в образцах

примеси следующей фазы. Гидростатически сжатые сплавы переходной  $\alpha \rightleftharpoons \beta$ -области имеют более симметричную форму функции ЭФВ, что указывает на смещение под давлением границы растворимости  $\alpha$ -фазы.

В работе <sup>79</sup> были определены электронный и решеточный вклады в наблюдаемые регулярные изменения  $T_K$  сплавов. Парциальные вклады при введении примеси составили: 20 % — электронный и 80 % — решеточный в  $\alpha$ -фазе, 83 и 17 % соответственно в  $\beta$ -фазе. Электронный вклад в изменение константы ЭФВ под давлением оказался  $\sim 20$  %.

В окрестности  $\alpha \rightleftharpoons \beta$ -фазового перехода наблюдаются значительные нерегулярные изменения  $\Delta_0$ ,  $2\Delta_0/T_K$  и частот  $\omega_i$ , которые сводятся к следующему фазовому переходу предшествуют смягчение фононного спектра (особенно заметное для  $\omega_i$ ), быстрое увеличение электронного параметра  $\bar{E}$  и локальный рост отношения  $2\Delta_0/T_K$  <sup>79</sup>.

#### 6.4. Нелинейные изменения энергетической щели и фононного спектра индия

В 1960 г. И. М. Лифшицем было предсказано возникновение сингулярных добавок к термодинамическим потенциалам в результате изменения топологии поверхности Ферми металлов под влиянием примеси или давления<sup>110</sup>. Весьма эффективным оказался метод обнаружения электронно-топологического перехода по влиянию его на  $T_K$ , предложенный и развитый Б. Г. Лазаревым с сотрудниками<sup>111</sup>. В основе этого подхода лежит теоретическая модель Макарова — Барьяхтара, устанавливающая связь  $T_K$  с изменениями малых участков поверхности Ферми<sup>112</sup>. Для индия и его сплавов с оловом ( $\alpha$ -фаза) при малых давлениях ( $P = 4\text{--}6$  кбар) и концентрациях примеси ( $c = 1\text{--}3$  ат. % олова) происходят электронно-топологические переходы<sup>113</sup>.

Детальные систематические исследования туннельных спектров сплавов индия с оловом и чистого индия под давлением выявили незначительные, но вполне заметные нелинейные изменения фононных частот<sup>114,115</sup>. Эффект аномального смещения особенностей туннельного спектра под давлением оказался весьма чувствительным к добавке высоковалентного олова, что подчеркивает связь обнаруженных аномалий с электронной структурой. Эти экспериментальные результаты стимулировали теоретическое рассмотрение вопроса в работах<sup>116</sup>.

Физическая природа нелинейных изменений туннельного спектра вблизи электронно-топологического перехода еще не совсем ясна. А. А. Галкин с сотрудниками<sup>114</sup> высказали гипотезу о возникновении в окрестности данного перехода решеточной неустойчивости, вызывающей полиморфный фазовый переход. К такому выводу независимо пришел и Л. Дагенс<sup>117</sup>. В рамках квазигармонического адиабатического приближения им было теоретически изучено поведение фононного спектра металла при электронно-топологическом переходе. Оказалось, что из-за неаналитичности плотности электронных состояний вблизи критического значения  $\varepsilon_K$  при  $\varepsilon_F < \varepsilon_K$  нерегулярным образом меняется средняя фононная частота<sup>109</sup> и возникает аномальная поправка к свободной энергии фононов. Последняя обуславливает неустойчивость металла при низких температурах и может вызывать изоморфный фазовый переход<sup>117</sup>.

### 7. ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Когда средняя длина свободного пробега туннелирующих электронов становится сравнимой с расстоянием между границами исследуемой пленки, начинают проявляться так называемые размерные эффекты. В основе ниже описываемых явлений — квантование уровней энергии в тонких пленках и интерференция электронных волн, отраженных от граней пленки. При выполнении ряда специфических условий в туннельной проводимости возникает система эквидистантных максимумов, расстояние между которыми — период осцилляций — определяет скорость носителей заряда, а характер их затухания содержит информацию о некоторых точках зонной структуры металлов и состоянии поверхности пленки.

#### 7.1. Квантовый размерный эффект в металлических пленках

Простейший пример размерных эффектов — электронные волны, устанавливающиеся в тонкой пленке толщиной  $d$ , которую можно рассматривать как потенциальный ящик. Из-за интерференции двух электронных состоя-

ний с импульсами  $p_x$  и  $-p_x$  в спектре пленки возникают квантовые уровни энергии

$$\varepsilon = \varepsilon \left( \frac{\pi m \hbar}{d}, p_y, p_z \right);$$

здесь  $m$  — целое число,  $p = 2\pi\hbar/\lambda_F$ ,  $\lambda_F$  — длина волны де Бройля. Такая ситуация в двумерных системах впервые обсуждалась Лифшицем и Косевичем<sup>118</sup>, а возникновение соответствующих осцилляций туннельного тока в зависимости от напряжения на барьере рассматривалось Гогадзе и Куликом<sup>119</sup>.

Наблюдение таких квантованных уровней энергии возможно, если шероховатости поверхности пленки малы по сравнению с длиной волны де Бройля. Наиболее удобный объект изучения, естественно, полуметаллы и полупроводники, имеющие малую фермиевскую энергию и большую электронную длину волны. Поэтому первые надежные экспериментальные доказательства существования квантового размерного эффекта (КРЭ) были получены на висмуте, у которого  $\varepsilon_F \sim 10^{-2}$  эВ, а  $\lambda_F \sim 10^{-5}$  см<sup>120</sup>.

Что же касается металлов, то до недавнего времени существовало, казалось бы, вполне оправданное мнение о невозможности наблюдения в них КРЭ. Действительно, из-за большой энергии Ферми  $\varepsilon_F \sim 10$  эВ длина волны де Бройля порядка одного межатомного расстояния  $a \sim 10^{-8}$  см. Создание же пленки столь малой толщины без дефектов находится за пределами возможностей экспериментатора. И тем не менее КРЭ в металлах удалось и наблюдать<sup>121</sup> и провести систематическое изучение его в условиях всестороннего сжатия, причем на пленках толщиной 200—600 Å<sup>122–124</sup>.

Для понимания КРЭ в металлах важно, что толщина реальных пленок меняется дискретно — на размер параметра решетки  $a$ :  $d = Na$  ( $N$  — целое число). Фактически металлические пленки состоят из множества блоков с различной толщиной и совершенной кристаллической структурой<sup>125</sup>. Такая экспериментально неизбежная неоднородность пленки, конечно же, препятствует наблюдению КРЭ, так как в каждом блоке-кристаллите в зависимости от его толщины устанавливается свой набор энергетических условий

$$p_x^{(m)} = \frac{\pi \hbar m}{d}; \quad (7.1)$$

$x$  — нормаль к поверхности образца, совпадающая с направлением туннельного тока. Однако из-за дискретности величины  $d$  всегда существует несколько особых точек в зонной структуре, соответствующих так называемым «соразмерным» уровням, т. е. уровням, единым для большого количества кристаллов пленки. Так, электронное состояние с проекцией импульса  $\bar{p}_x = \pi\hbar/2a$  будет резонансным для любого блока с четным  $N$ , потому что всегда найдется такое  $m = N/2$ , когда

$$p_x^{(m)} = \frac{\pi \hbar}{a} \frac{m}{N} = \frac{\pi \hbar}{2a}. \quad (7.2)$$

Именно вокруг этого энергетического уровня  $\varepsilon(\bar{p}_x, 0, 0) = \bar{\varepsilon}$  и группируются осцилляции туннельной проводимости с периодом  $\Delta\varepsilon = \pi\hbar v_0/2d$ , где  $v_0$  — групповая скорость (рис. 22). Соседние с  $\bar{\varepsilon}$  резонансные электронные состояния быстро затухают по мере удаления от  $\bar{\varepsilon}$ . Аналитическое описание осцилляций тока получено в<sup>122</sup>. Как видим, экспериментальное исследование КРЭ позволяет определить значения некоторых особых точек в зонной структуре металла и групповую скорость электрона в этих же точках. Эффект проявляется независимо от перехода объекта в сверхпроводящее состояние.

Под давлением изучались контакты алюминий — окисел алюминия — свинец<sup>122,123</sup>. Как показал рентгеноструктурный анализ, пленки свинца

имели четко выраженную структуру и преимущественную ориентацию в направлении [111]. При нормальном давлении центр осцилляционной структуры (рис. 22, кривая 1) находился в точке  $\bar{U} = \bar{\epsilon} - \epsilon_F = 0,82 \pm 0,02$  эВ в согласии с теоретическим значением 0,88 эВ для свинца <sup>126</sup>. Сжатие образца приводило к возрастанию  $\bar{U}$  с  $d(\bar{\epsilon} - \epsilon_F)/dP = 4,0 \pm 0,2$  мэВ/кбар. Увеличивался и период осцилляций,

$$\frac{d \ln (\Delta \epsilon)}{dP} = (1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}. \quad (7.3)$$

Как и следовало ожидать, для состояний, удаленных от границы зоны Бриллюэна, последнее значение близко по величине к значению  $1,37 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ , вычисленному в модели свободных электронов.

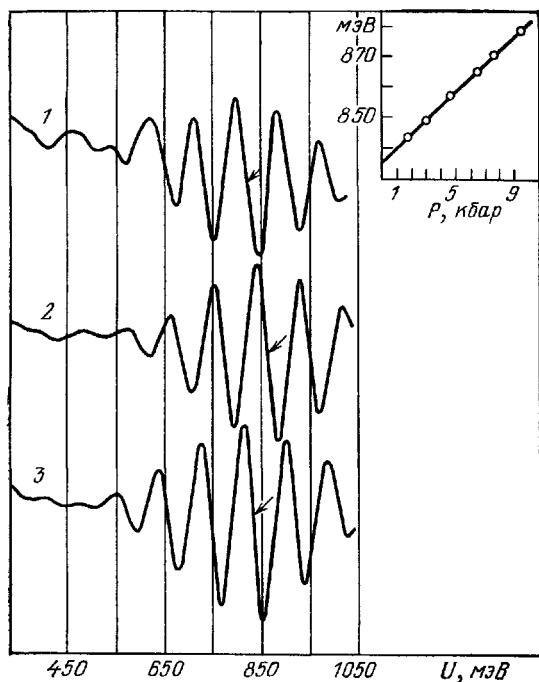


Рис. 22. Влияние давления на квантовый размерный эффект в свинце <sup>122</sup>  $d_{\text{рр}} \approx 250 \text{ \AA}$ . 1 —  $P = 0$ , 2 —  $P = 10$  кбар, 3 — сброс давления 1,5 кбар. На вставке приведено смещение центрального максимума

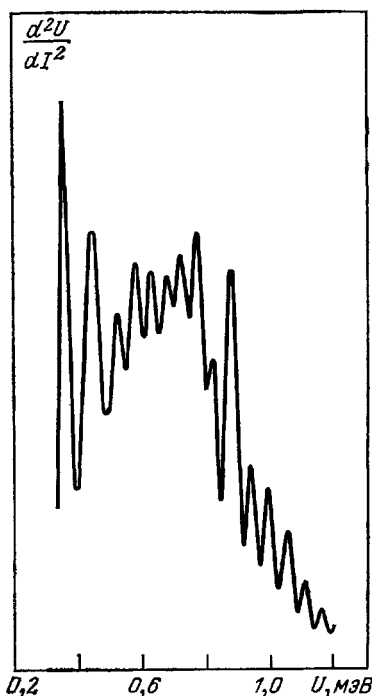


Рис. 23. КРЭ в политекстурованных пленках свинца ( $P = 0$ ) <sup>122,124</sup>

Для зондирования зонной структуры свинца в других кристаллографических направлениях эффективным оказывается подход, предполагающий формирование у тонких слоев металла политекстуры <sup>125</sup>. Хотя условия их образования трудно контролировать, тем не менее такие образцы дают хорошо воспроизводимые значения энергий максимумов осцилляций:  $\bar{U}_i - 0,55$ ; 0,82 и 0,92 эВ <sup>124</sup>, которые удовлетворительно согласуются с расчетами <sup>126</sup> зонной структуры свинца для направлений [110], [111] и [100] соответственно. Пример суперпозиции электронных стоячих волн, возникающей при туннелировании в текстурованные в различных кристаллографических направлениях участки пленки, показан на рис. 23. Для  $\bar{U}_{[110]} = 0,55$  эВ изменение под давлением составило  $d(\bar{\epsilon} - \epsilon_F)/dP = (3,9 \pm 0,2)$  мэВ/кбар. Экспериментальные значения  $d(\bar{\epsilon} - \epsilon_F)/dP$  позволяют определить величину производной  $d\epsilon_F/dP$ . Действительно, для электронных состояний с энергией

$\bar{\epsilon}$ , находящихся в середине зоны Бриллюэна, с точностью до нескольких процентов справедливо приближение свободных электронов, и поэтому  $d\bar{\epsilon}/dP = (2/3) \bar{\epsilon}_x$ . Из приведенных выше результатов для свинца находим, что  $d\epsilon_F/dP = 10$  мэВ/кбар. Это значение примерно на 75% меньше соответствующей величины, полученной в модели свободных электронов.

Другой способ наблюдения размерного эффекта вдали от резонансных уровней в металлических слоях заключается в том, что реализуется интерференция двух состояний с очень близкими значениями импульсов  $|p_x - p'_x| \ll \ll p_F$ . Тогда длина волны интерференционного возбуждения будет намного превосходить неоднородности образца. Такое явление можно реализовать при туннелировании вблизи особых точек  $\epsilon_K$ , в частности в малые электронные группы <sup>127</sup>, а также на основе андреевского отражения от границы сверхпроводника с нормальным металлом.

## 7.2. Эффекты андреевского отражения электронов

Как известно, в сверхпроводнике имеется четырехкратное вырождение состояний с данной энергией по величине импульса, т. е. одной энергии  $\epsilon$  возбуждения соответствуют два квазиэлектронных (с импульсами  $p_+$  и  $p_-$ ) и два квазидырочных (с импульсами  $q_+$  и  $q_-$ ) состояния. Рассмотрим  $S - I - S/N$ -контакт. Протуннелировавший в  $S$ -слой электрон с импульсом  $p_+$ , отражаясь от границы с нормальным металлом, рассеивается в квазидырочное состояние с импульсом  $q_+$ , по величине близким к  $p_+$ :  $(p_+ - q_+) \ll p_F$  (этот эффект был предсказан А. Ф. Андреевым <sup>128</sup> и носит название андреевского отражения). В результате их суперпозиции возникает новое возбуждение с длиной волны, значительно превосходящей фермиевскую, так как оно переносит очень малый импульс  $\hbar k \ll k_F$ . Фактически в образце устанавливаются две стоячие волны с  $\Lambda = 2\pi q$  и  $\lambda_F = 2\pi/k_F$  ( $\Lambda \gg \lambda_F$ ). Причем последние очень малы и проявляются только в тонких пленках (см. раздел 7.1). Рождение новых длиннопериодных волн находит отражение в туннельной проводимости толстых ( $d_s$  порядка нескольких микрон) сверхпроводящих пленок, покрытых нормальным металлом. Положение минимумов возникающих осцилляций определяется соотношением <sup>129</sup>

$$U_n = \Delta_1 + \left[ \Delta_0^2 + \left( \frac{\pi \hbar v_F^{*n}}{d_s} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (7.4)$$

где  $\Delta_1$  — щель инжектора,  $\Delta_0$  — щель исследуемого объекта. Эти осцилляции, в отличие от предыдущих (см. разд. 7, а), находятся в зоне влияния ЭФВ и были обнаружены Томашем <sup>129</sup>.

Влияние давления на этот эффект изучалось в работе <sup>130</sup>. При температуре 1,4 К исследовались туннельные контакты  $Al - I - Pb/Ag$  (рис. 24). Пленки свинца с ярко выраженной текстурой в направлении  $[111]$  имели толщину  $2,5 - 3,2 \cdot 10^4$  Å, а слой серебра — примерно  $10^3$  Å. Давление приводит к изменению туннельных характеристик, обусловленному уменьшением энергетических щелей  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  и увеличением периода осцилляций. Экспериментальная зависимость периода от номера осцилляций — прямая линия, угол наклона которой меняется с давлением, отражая увеличение скорости Ферми квазичастиц. После усреднения большого количества опытных данных установлено, что

$$\frac{d \ln (v_F^*/d_s)}{dP} = (7,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}. \quad (7.5)$$

Производная  $d \ln v_F^*/dP \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$  для свинца имеет относительно большую величину из-за влияния ЭФВ, существенно перенормирующего электрон-

ный спектр в этом материале. При этом  $v_F^* = v_F/Z_N(0)$ , где  $v_F$  — групповая скорость квазичастиц на ферми-поверхности, вычисленная без учета ЭФВ,  $Z_N(0)$  — коэффициент перенормировки. Так как для направления [111] в свинце значение  $d \ln v_F/dP$  в окрестности энергии Ферми очень слабо зависит от энергии электрона<sup>130</sup>, то для величины  $d \ln (v_F/d_S)/dP$  можно использовать полученный из данных по КРЭ результат (7.3). Тогда для коэффициента перенормировки спектра получаем

$$\frac{d \ln Z_N(0)}{dP} = -(6,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}. \quad (7.6)$$

Результат полностью согласуется с соответствующими данными, полученными из реконструкции функции  $g(\omega)$  (см. раздел 7.1) и вместе с ними подчеркивают доминирующую роль ослабления ЭФВ в изменении параметров сверхпроводника под давлением.

Аналогичные особенности возникают и при туннелировании в нормальный металл, покрытый сверхпроводящей пленкой (N/S-контакт). Однако, в отличие от сверхпроводника, в N-слое электронные и дырочные состояния не интерферируют друг с другом, поэтому требуется еще одно отражение для того, чтобы оказалось возможным сложение двух электронных волн: падающей и отраженной. Вследствие этого для положения максимумов осцилляций в туннельной проводимости N—I—N/S-структур с нормальным инжектором получается прежний результат (7.4) с  $\Delta_1 = \Delta_0 = 0$  и заменой  $d_S$  на  $2d_N$ <sup>47</sup>:

$$U_n = \frac{\pi \hbar v_F n}{2d_N} \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (7.7)$$

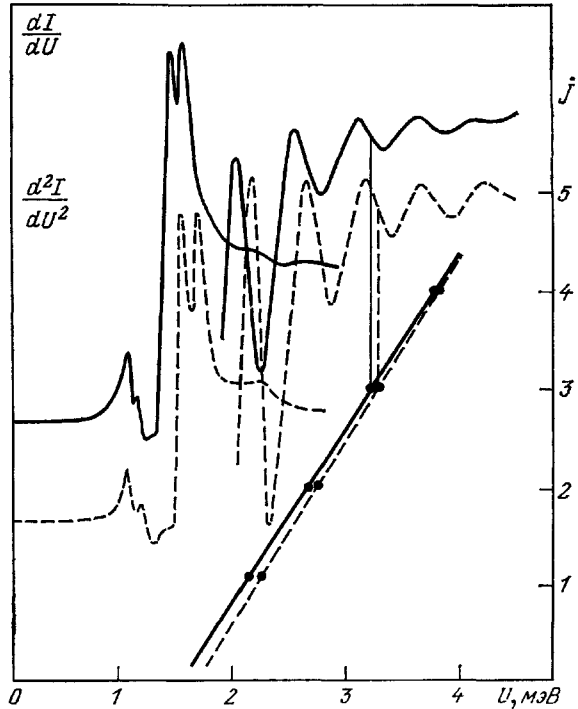


Рис. 24. Влияние давления на эффект Андреева — Томаша<sup>130</sup>.

Сплошные линии —  $P = 9$  кбар, штриховые —  $P = 0$ . Прямые линии — зависимость периода от номера осцилляций:  $d_{PB} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ .

Этот эффект экспериментально был обнаружен Дж. М. Роуэллом и В. Л. Макмилланом.

Данные осцилляции попадают в довольно узкий энергетический район вблизи  $U = 0$  в том случае, когда толщина нормального слоя  $d_N$  велика (несколько микрон). При  $d_N$  порядка нескольких тысяч ангстрем они перекрывают область фононных частот сверхпроводника и проводимость N—I—N/S-структуры имеет вид обычной туннельной характеристики (2.4) при  $U \gg \Delta_0$ , промодулированной осциллирующей функцией с периодом, определенным скоростью Ферми электронов  $v_F$  в нормальном металле<sup>47</sup>:

$$\sigma(U) = \sigma_0 \left\{ 1 + \text{Re} \left[ \frac{\Delta_S^2(U)}{2U^2} \int_0^\infty \exp \left( \frac{i4U d_N x}{\hbar v_F} \right) \frac{dx}{x^2} \right] \right\}. \quad (7.8)$$

Возможности изучения электронных спектров нормальных металлов под давлением была посвящена работа <sup>131</sup>, в которой при температуре 1,4 К исследовалась дифференциальная проводимость структур Al — I — Ag/Pb с  $d_{Ag} = 1500-4500$  Å и  $d_{Pb} = 3000$  Å. Обработка в соответствии с формулой (7.8) полученных осцилляций (рис. 25) дала для серебра при  $P = 0$   $v_F = (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^8$  см/с.

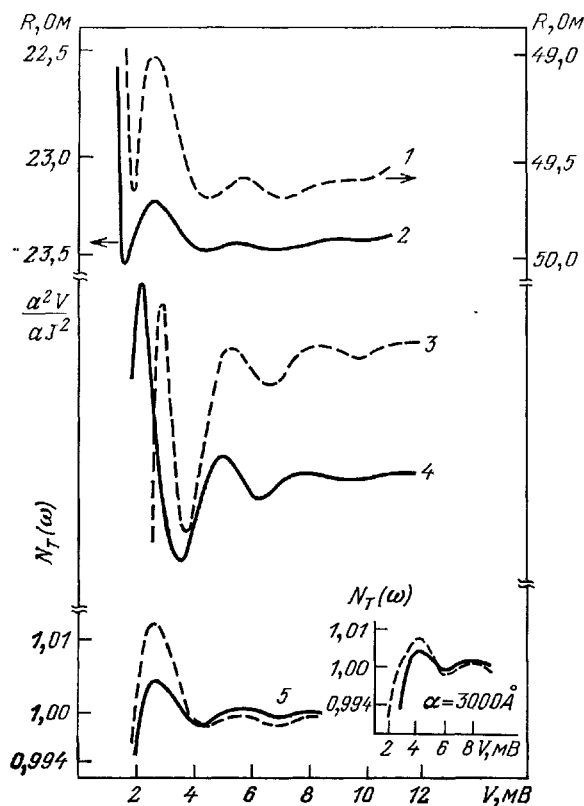


Рис. 25. Влияние давления на эффект Андреева — Роуэлла — Макмиллана <sup>131</sup>.

Туннельные характеристики переходов Al — I — Ag/Pb при  $d_{Ag} = 4100$  Å: 1, 2 — зависимости  $dU/dI^2 \sim U$ , 3, 4 — зависимости  $d^2U/dI^2 \sim U$  (сплошные линии — для  $P = 8$  кбар, штриховые — для  $P = 0$ ), 5 — туннельная плотность состояний при нулевом давлении (сплошная кривая — расчет, штриховая — эксперимент). На вставке приведены теоретические и экспериментальные плотности состояний контакта с  $d_{Ag} = 3000$  Å;  $T = 1,4$  К

Под давлением наблюдались два небольших по величине эффекта: уменьшение амплитудных значений  $N_T(\omega)$  из-за уменьшения  $\Delta_S(\omega)$  и увеличение периода осцилляций как следствие роста отношения  $v_F/d_N$ .

Первый эффект полностью согласовывается с теоретическими представлениями. В частности, использование найденных при конечных давлениях функций  $\Delta(\omega)$  для свинца (см. рис. 12) показало, что при  $P = 8$  кбар отношение двух первых максимумов в  $\sigma(U)/\sigma_0$  для  $d_N = 4100$  Å должно уменьшаться по сравнению со случаем  $P = 0$  в 1,0037 раза. На опыте получено значение  $1,0032 \pm 0,0004$ .

Из возрастания периода найдено, что для серебра значение  $d \ln Z_N(0)/dP \approx 1 \cdot 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>, т. е. в несколько раз меньше, чем для свинца — металла с сильным ЭФВ.

Экспериментальное осуществление наблюдения электронных стоячих волн в металлических пластинах при высоких давлениях позволяет рассмотреть поведение туннельных осцилляций при фазовом переходе Лифшица, когда изменяется топология поверхности Ферми <sup>110</sup>. Рассмотрим эффект Андреева — Томаша в случае появления новой полости у поверхности Ферми при некотором давлении. Поскольку туннелирование электронов обладает острой направленностью, для наблюдения обсуждаемых эффектов необходимо использовать сверхпроводящую текстурированную в направлении  $\mathbf{p}_n$  пленку. При  $\epsilon_K > \epsilon_F$  в пленке конечной толщины будет иметь место кванто-



вая интерференция вырожденных электронных состояний с импульсами  $p_+$  и  $p_-$ , а в туннельной проводимости появляется одна осциллирующая добавка. В случае  $\epsilon_k < \epsilon_F$  картина резко усложнится, так как интерферировать парно будут: а)  $p_+$  и  $q_+$ ;  $p_-$  и  $q_-$ ; б)  $q_+$  и  $q_-$ ; в)  $p_+$  и  $p_-$ . При этом в туннельной проводимости возникнут три группы осцилляций<sup>132</sup>.

Возможность наблюдения «топологических» эффектов не ограничивается сверхпроводниками. Аналогичная осцилляционная добавка возникает и в проводимости нормальной пленки (эффект Андреева — Роуэлла — Макмиллана) при напряжениях выше критического, когда заполнение зоны только начинается<sup>131</sup>.

Наконец подчеркнем, что КРЭ наблюдался и в пленках свинца, легированного висмутом и таллием до 5 ат. %<sup>121,122</sup>. Это делает возможным рассмотрение применения КРЭ в исследованиях сплавов, зонная структура которых сравнительно слабо изучена.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты показывают полную совместимость туннельной спектроскопии с техникой высоких давлений и открывают пути для новых применений этого широкоэнергетического метода в исследованиях твердых тел под давлением. Как теперь ясно, спектроскопия ЭФВ может быть распространена и на несверхпроводящие объекты<sup>27,133,134,135</sup>. Об изменениях магнитного, фононного и молекулярного спектров барьерных веществ можно судить из данных экспериментов по неупругому туннелированию<sup>2,34</sup>. Определенные перспективы наметились в изучении под давлением фазовых переходов типа полуметалл — полупроводник<sup>139,140</sup>.

Весьма заманчивым представляется освоение диапазона еще более высоких давлений — свыше 30—400 кбар. Здесь туннельная спектроскопия может внести свой вклад в выяснение механизмов сверхпроводимости фаз высокого давления и полиморфных превращений. Интересны эффекты внутриатомных переходов и электрон-электронного взаимодействия в изменении свойств переходных элементов, их сплавов и соединений. Однако препятствия чисто технического характера все же велики. Обнадеживающий результат получен с барьерами Шоттки в наковальнях Бриджмена, хотя выйти за пределы 12 кбар не удалось<sup>136</sup>. По-видимому, туннельные исследования можно осуществлять в микрокамерах алмаз — прокладка — алмаз с гидростатикой<sup>137,138</sup>. Конечно же, при сверхвысоких давлениях потребуются новые барьерные материалы и, быть может, новые способы формирования барьеров, например, непосредственно под давлением. На этом пути возникнут определенные трудности, но хочется верить, что они будут преодолены.

Авторы навсегда сохраняют благодарную память об академике АН УССР А. А. Галкине, активно поддерживавшим туннельные исследования. Авторы также признательны профессору Н. Б. Брандту за постоянные и полезные обсуждения затронутых в обзоре вопросов.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солима р Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. — М.: Мир, 1974.
2. Wolf E. L. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. — New York: Oxford Univ. Press, 1985.
3. Сви ст у н о в В. М., Б е л о г о л о в с к и й М. А. //Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах. — Киев: Наукова думка, 1986.
4. Bardeen J. //Science. 1973. V. 181. P. 1209.
5. Giaever I. //Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 147; УФН. 1975. Т. 116. С. 585.
6. Д у г л а с Д., Ф а л и к о в Л. //Сверхпроводимость. — М.: Наука, 1967. — С. 9.

- 7 Генцликман Б Т Исследования по физике низких температур — М Атомиздат, 1979
- 8 McMillan W L //Phys Rev 1968 V 167 P 331
- 9 Брандт Н Б, Гинзбург Н И //УФН 1969 Т 98 С 95
- 10 Galkin A A, Svistunov V M //Phys Stat Sol 1968 V 26 P K55
- 11 Заварицкий Н В, Ицкевич Е С, Вороновский А Н //Письма ЖЭТФ 1968 Т 7 С 271
- 12 Frank J P, Keeler W J //Phys Lett Ser A 1967 V 25 P 624
- 13 Frank J P, Keeler W J //Phys Rev Lett 1968 V 20 P 379
- 14 Galkin A A, Dikii A P, Svistunov V M //Phys Stat Sol 1968 V 30 P K107
- 15 Galkin A A, Svistunov V M, Dikii A P //Ibidem 1969 V 35 P 421
- 16 Hansen H H, Pompi R L, Wu T M //Phys Rev Ser B 1973 V 8 P 1042
- 17 Nedellec P, Dumoulin L, Noer R J //J Phys Ser F 1974 V 4 P 145
- 18 Nedellec P, Noer R J //Sol State Comm 1973 V 13 P 89
- 19 Guetin P, Schreder G //Phys Rev Ser B 1972 V 5 P 3979
- 20 Wuhl H, Eichler A, Witting J //Phys Rev Lett 1973 V 31 P 1393
- 21 Trofimenkoff P N, Carbotte J P //Phys Rev Ser B 1970 V 1 P 1136
- 22 Carbotte J, Vashishta P //Can J Phys 1971 V 49 P 1493
- 23 Coombes J M, Carbotte J P //Sol State Comm 1985 V 54 P 871
- 24 Галкин А А, Дьяченко А И, Свистунов В М //ЖЭТФ 1974 Т 66 С 2262
- 25 Svistunov V M, D'yachenko A I, Belogolovskii M A //J Low Temp Phys 1978 V 31 P 339, ФТТ 1977 Т 19 С 1594
- 26 Дьяченко А И Препринт ДонФТИ АН УССР № 17 — Донецк, 1981
- 27 Свистунов В М, Белоголовский М А, Черняк О И, Хачатуров А И, Квачев А П //ЖЭТФ 1983 Т 84 С 1781.
- 28 Квачев А П, Свистунов В М, Чубарь В А //Физика и техника высоких давлений — Киев Наукова думка, 1981 — Вып 4 С 70
- 29 Квачев А П, Свистунов В М Способ определения производных вольтамперных характеристик нелинейных элементов и устройство для его осуществления А С № 834608 Заявлено 17 04 78, опубл 30 05 81 //БИ 1981 № 20 С 197
- 30 Бароне А, Патерно Д Эффект Джозефсона Физика и применение — М Мир 1984
- 31 Ревокатова И П, Силин А П //УФН 1984 Т 142 С 159
- 32 Крылов М В, Сурис Р А //ЖЭТФ 1985 Т 88 С 2204
- 33 Brinkman W F, Dynes R C, Rowell J M //J Appl Phys 1970 V. 41 P 1915
- 34 Tunneling Spectroscopy/Ed P. K. Hansma.— New York; London Plenum Press, 1982.
- 35 Шриффер Д Р //Туннельные явления в твердых телах/Под ред Э. Бурштейна, С. Лундквиста — М Мир, 1973 — С 274
- 36 Проблема высокотемпературной сверхпроводимости/Под ред В П Гинзбурга, Д А Киржница — М Наука, 1977 — Гл 4
- 37 Scalapino D J, Anderson P W //Phys Rev Ser A 1964 V 133 P 921
- 38 Ревенко Ю Ф, Дьяченко А И, Свистунов В. М, Шонайх Б //ФНТ 1980 Т 6 С 1304
- 39 Веденеев С И //Термодинамика и электродинамика сверхпроводников — М Наука 1983 — С 47
- 40 McMillan W L //Phys Rev 1968 V 175 P 537
- 41 Свистунов В М, Белоголовский М А //ФНТ 1977 Т 3 С 869
- 42 De Gennes P G, Saint-James D //Phys Lett 1963 V 4 P 151
- 43 Wolfe E L, Arnold G B //Phys Rep 1982 V 91 P 31
- 44 Wolf E L, Zasadzinski J, Osman J W, Arnold G B //Sol State Commun 1979 V 31 P 321
- 45 Mitrovic B, Carbotte J P //Physica Ser B+C 1981 V 108 P 977
- 46 Zarate H G, Carbotte J P //J Low Temp Phys 1984 V 57 P 291
- 47 McMillan W L, Rowell J M //Superconductivity /Ed R D Parks — New York M Dekker, 1969 — V 1 P 561
- 48 Брандт Н Б, Ицкевич Е С, Минина Н Я //УФН 1971. Т 104. С 459
- 49 Ицкевич Е С //ПТЭ 1963 № 4 С 148
- 50 Лазарев Б Г Кан П //ЖЭТФ 1944. Т 14 С 439
- 51 Брэдли К Применение техники высоких давлений при исследованиях твердого тела — М Мир, 1972

52. Свистунов В. М., Черняк О. И., Белоголовский М. А., Дьяченко А. И. // Физика и техника высоких давлений. — Киев: Наукова думка, 1980. — Вып. 1. С. 75.
53. Svistunov V. M., Chernyak O. I., Belogolovskii M. A., D'yachenko A. I. // Phil. Mag. Ser. B. 1981. V. 43. P. 75.
54. Feldman W. L., Rowell J. M. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 312.
55. Rogers J. S. // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41. P. 1184.
56. Blackford B. L. // Ibidem. 1971. V. 42. P. 1184.
57. Moody M. V., Paterson J. L., Cialy R. L. // Ibidem. 1979. V. 50. P. 903.
58. Paoli Th. L., Svacek J. F. // Ibidem. 1976. V. 47. P. 1016.
59. Adler J. G., Straus J. // Ibidem. 1975. V. 46. P. 158.
60. Dargis A. B. // Ibidem. 1981. V. 52. P. 46.
61. Свистунов В. М., Черняк О. И. // Физика и техника высоких давлений. — Киев: Наукова думка, 1982. — Вып. 10. С. 26.
62. Белоголовский М. А., Дьяченко А. И., Хачатуров А. И. // УФЖ. 1982. Т. 27. С. 628.
63. Wehr H., Knorr K. // Zs. Phys. Kl. B. 1979. Bd 33. S. 21.
64. Мид К. А. // <sup>35</sup>. — С. 125.
65. Kurtin S. L., McGill T. C., Mead C. A. // Phys. Rev. Ser. B. 1971. V. 3. P. 3368.
66. Свенсон К. Физика высоких давлений. — М.: ИЛ, 1963.
67. Белоголовский М. А., Галкин А. А., Свистунов В. М. // ФТТ, 1975. Т. 17. С. 145.
68. Горбонос А. Е., Кулик И. О. // ЖЭТФ. 1968. Т. 65. С. 876.
69. Галкин А. А., Свистунов В. М., Дикий А. П., Тараненко В. Н. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 77.
70. Blackford B. L., March R. H. // Phys. Rev. 1969. V. 186. P. 397.
71. Галкин А. А., Белоголовский М. А., Свистунов В. М. // ДАН УССР. Сер. А. 1975. № 11. С. 1019.
72. Leavens C. R., Carbotte J. P. // Can. J. Phys. 1972. V. 50. P. 2568.
73. Galkin A. A., Svistunov V. M., Chernyak O. I., Belogolovskii M. A. // Sol. State Commun. 1973. V. 13. P. 1095.
74. Галкин А. А., Свистунов В. М., Ревенко Ю. Ф., Мостовой В. М. // ФТТ. 1976. Т. 18. С. 1986.
75. Ревенко Ю. Ф., Мостовой В. М., Свистунов В. М. // ФНТ. 1981. Т. 7. С. 141.  
Мостовой В. М., Ревенко Ю. Ф., Свистунов В. М. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 235.
76. Свистунов В. М., Дикий А. П., Дьяченко А. И. // ФНТ. 1979. Т. 5. С. 711.
77. Заварицкий Н. В., Ицкевич Е. С., Вороновский А. Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1408.
78. Wright P. W., Franck J. P. // J. Low Temp. Phys. 1977. V. 27. P. 459.
79. Свистунов В. М., Ревенко Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1803.
80. Галкин А. А., Свистунов В. М., Черняк О. И., Белоголовский М. А. // ДАН СССР. 1973. Т. 210. С. 815.
81. Shimada K. // Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1974. V. 61. P. 701.
82. Заварицкий Н. В. // УФН. 1972. Т. 108. С. 241.
83. Свистунов В. М., Дьяченко А. И., Черняк О. И. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1994.
84. Бородай Б. И., Свистунов В. М. // ФНТ. 1980. Т. 6. С. 308.
85. Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Ревенко Ю. Ф., Черняк О. И. // Вестн. АН УССР. 1984. № 2. С. 8.
86. Мостовой В. М., Ревенко Ю. Ф. // ФНТ. 1981. Т. 7. С. 658.
87. Nedelles P. Thèse. — Orsay, 1975.
88. Очик П., Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Дьяченко А. И. // ФТТ. 1978. Т. 20. С. 1903.  
Дьяченко А. И. // ФНТ. 1979. Т. 5. С. 440.
89. Lam P. K., Cohen M. L. // Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 97. P. 114.
90. Gschneidner K. A. // Solid State Physics/Eds F. Seitz, D. Turnbull. — New York: Academic Press, 1964. — V. 16. P. 275.
91. Waldorf D. L., Alers G. A. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 3266.
92. Alterovitz S., Marother D. E. // Phys. Rev. Ser. B. 1975. V. 11. P. 139.
93. Брандт Н. Б., Берлин И. В., Куркин Ю. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1710.
94. Bostok M. H., Diddiuk V., Chang W. N., Lo K. H., Rose R. M., MacVicar M. L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 603.
95. Glocker R., Fritsche L. // Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1978. V. 88. P. 639.
96. Allen P. B., Dynes R. C. // Phys. Rev. Ser. B. 1975. V. 12. P. 905.
97. Leavens C. R., MacDonald A. H., Taylor R. // Ibidem. 1983. V. 27. P. 1352.

98. Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. — М.: Наука, 1977.
99. Wysłowski K. I., Kuzemsky A. L. // *J. Low Temp. Phys.* 1983. V. 52. P. 81.
100. Nemoshkalenko V. V., Zhalko-Titarenko A. V., Antonov V. N., Antonov Vi. N., Mrosan E. // *Phys. Stat. Sol. Ser. b.* 1981. V. 106. P. K117.
101. Swihart J. C., Garrett D. G., Bhattacharyya B. K. // *Phys. Lett. Ser. A.* 1981. V. 85. P. 295.
102. Melsel L. V., Cote P. J. // *Phys. Rev. Ser. B.* 1981. V. 23. P. 5834.
103. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. I. — М.: Металлургия, 1962.
104. Бородай Б. И., Свистунов В. М. // *ФТТ.* 1978. Т. 20. С. 1013.
105. Бородай Б. И., Свистунов В. М. // *ФТТ.* 1981. Т. 23. С. 130.
106. Аптекарь И. Л., Баскакова В. Б. // *ДАН СССР.* 1970. Т. 191. С. 1305.
107. Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Таренков В. Ю., Черняк О. И. // *ЖЭТФ.* 1979. Т. 76. С. 630.
108. Gordon D. E., Deaton B. C. // *Phys. Rev. Ser. B.* 1972. V. 6. P. 2982.
109. Dagens L. // *J. Phys. Ser. F.* 1978. V. 2. P. 2093.
110. Лифшиц И. М. // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 38. С. 1569.
111. Лазарев Б. Г., Лазарева Л. С., Макаров В. И., Игнатьева Т. А. // *ЖЭТФ.* 1965. Т. 48. С. 1065.
112. Макаров В. И., Барьяхтар В. Г. // *Ibidem.* С. 1717.
113. Волюнский И. Я., Макаров В. И., Ганн В. В. // *ЖЭТФ.* 1975. Т. 69. С. 1019.
114. Галкин А. А., Свистунов В. М., Ревенко Ю. Ф., Мостовой В. М., Белоголовский М. А. // *Письма ЖЭТФ.* 1976. Т. 23. С. 189.
115. Свистунов В. М., Дьяченко А. И., Белоголовский М. А. // *ФТТ.* 1976. Т. 18. С. 3217.
116. Макаров В. И. // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 78. С. 1852; *ФНТ.* 1982. Т. 8. С. 608.
117. Dagens L. // *J. de Phys. Lett.* 1976. Т. 37, Nr. 2. Suppl. P. 37.
118. Лифшиц И. М., Косевич А. М. // *ДАН СССР.* 1953. Т. 91. С. 795.
119. Гогадзе Г. А., Кулик И. О. // *ФТТ.* 1965. Т. 7. С. 432.
120. Луцкий В. Н., Корнеев Д. Н., Елинсон М. И. // *Письма ЖЭТФ.* 1966. Т. 4. С. 267.
121. Jaslevic R. C., Lambe J. // *Phys. Rev. Ser. B.* 1975. V. 12. P. 4146.
122. Галкин А. А., Свистунов В. М., Дьяченко А. И., Таренков В. Ю. // *Письма ЖЭТФ.* 1975. Т. 21. С. 259.
123. Galkin A. A., Svistunov V. M., D'yachenko A. I., Tarenkov V. Yu. // *Proc. of the 14th Intern. Conference on Low Temperature Physics.* — Amsterdam; Oxford: North-Holland; New York: American Elsevier, 1975. — V. 3. P. 498.
124. Свистунов В. М., Таренков В. Ю., Витчинкин В. Т. // *ФТТ.* 1979. Т. 21. С. 3340.
125. Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. — М.: Атомиздат, 1979.
126. Parasconstantinopoulos D. A., Zdetisis A. D., Esomomon E. W. // *Sol. State Commun.* 1978. V. 27. P. 1189.
127. Белоголовский М. А., Галкин А. А., Свистунов В. М. // *ЖЭТФ.* 1975. Т. 69. С. 1796.
128. Андреев А. Ф. // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 46. С. 1823.
129. Томаш В. Дж. // *35.* — С. 300.
130. Свистунов В. М., Таренков В. Ю. // *Письма ЖЭТФ.* 1977. Т. 26. С. 34.
131. Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Таренков В. Ю., Цапко Н. Д. // *ФТТ.* 1980. Т. 22. С. 919.
132. Svistunov V. M., Belogolovskii M. A. // *Phys. Lett. Ser. A.* 1976. V. 67. P. 419.
133. Chernyak O. I., Khachaturov A. I., Kvachev A. P. // *J. Phys. Ser. F.* 1984. V. 14. P. 2359.
134. Leavens C. R. // *Sol. State Comm.* 1985. V. 55. P. 13.
135. Свистунов В. М., Белоголовский М. А. // *Вестн. АН УССР.* 1986. № 2. С. 25; *ФТТ.* 1986. Т. 28. С. 284.
136. Свистунов В. М., Цапко Н. Д. // *Физика и техника высоких давлений.* — Киев: Наукова думка, 1984. — Вып. 16. С. 13.
137. Стишов С. М. // *УФН.* 1979. Т. 127. С. 719.
138. Jayaraman A. // *Rev. Mod. Phys.* 1983. V. 55. P. 65.
139. Sorbier S. P., Gosnier M. // *J. Phys. Ser. F.* 1980. V. 10. P. 2279.
140. Zalet M. C., Gunther L., Ratham B. A., Tedrow P. M. // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 59. P. 191.