

УДК 537.311.31

## ТЕРМОЭДС МЫШЬЯКА В ОКРЕСТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА «РАЗРЫВ ПЕРЕМОЧКИ»

*Л. А. Киракозова, М. Ю. Лавренюк, Н. Я. Минина, А. М. Савин*

При геллевых температурах исследовано поведение термоэдс в зависимости от всестороннего и анизотропного сжатия монокристаллических образцов мышьяка. В области давлений, соответствующих разрыву перемычек дырочной поверхности Ферми, обнаружены особенности термоэдс, имеющие вид двух пиков отрицательной полярности, что указывает на сложный характер электронного топологического перехода у мышьяка при разрыве дырочной изоэнергетической поверхности.

Аномалии термоэдс при электронных топологических переходах ЭТП [1], связанные с корневой особенностью времени релаксации в точке перехода [2, 3], обнаружены у ряда металлов и сплавов, в которых удалось перевести уровень Ферми через особые точки энергетического спектра  $E_k$  с помощью легирования [4], всестороннего сжатия [5] или одноосной деформации [6, 7]. Аномалии термоэдс наблюдались также в двумерном электронном газе при изменении концентрации носителей в слое [8]. Возросший интерес к проявлениям ЭТП в термоэдс связан со значительной величиной аномалии [2] и в большой степени объясняется успехами теории [3], определившей характер и величину аномалии при ЭТП типа «образование перемычки» поверхности Ферми ПФ для случая конечной температуры, а также рассеяния на примесях и дефектах. Экспериментально наблюдаемые аномалии относятся в своем большинстве к ЭТП типа «образование полости» ПФ. К ЭТП типа «образование перемычки» следует, согласно расчету [2], отнести аномалию термоэдс у сплавов  $\text{Li}_{1-x}\text{Mg}_x$  [4] при  $x \approx 0.2$ . Однако в области низких температур, где проявляется аномалия, эти сплавы представляют смесь двух фаз (ОЦК и ГПУ), что затрудняет интерпретацию. Экспериментальные данные о поведении термоэдс в окрестности ЭТП «образование перемычки», зафиксированного с помощью осцилляционных эффектов, отсутствуют.

В настоящей работе исследовано поведение термоэдс у монокристаллического мышьяка при гидростатическом давлении  $P$  до 0.6 ГПа и анизотропной деформации, представляющей комбинацию всестороннего и одноосного сжатия вдоль тригональной оси  $C_3$ . Разрыв перемычек многосвязной дырочной ПФ мышьяка под давлением установлен ранее экспериментально осцилляционными методами [9, 10] и подтверждается теоретическими расчетами [9, 11].

Дырочная ПФ мышьяка [12] состоит из шести сильно искаженных квазиэллипсоидов, соединенных шестью тонкими перемычками ( $\gamma$ -шейки, рис. 1, а). Энергия Ферми  $\gamma$ -шеек мала и составляет  $E_F = 11$  мэВ [12]. При всестороннем сжатии концентрация носителей тока у As падает, что по данным эффекта де Гааза—ван Альфена [9] приводит при  $P_k = = 0.18$  ГПа к разрыву  $\gamma$ -шеек. Исследование квантовых осцилляций поглощения ультразвука в мышьяке под давлением [10] дает значение  $P_k = 0.3$  ГПа.

# 1. Эксперимент

Для создания гидростатических давлений до 0.6 ГПа при температурах жидкого гелия использовалась бомба фиксированного давления с керосино-масляной средой [13], имеющая диаметр канала  $D=6$  мм. Применялась методика измерения термоэдс металлов под давлением, аналогичная описанной в работе [14]. Образцы монокристаллического мышьяка размером  $1.5 \times 1.5 \times 4$  мм вырезались вдоль тригональной оси

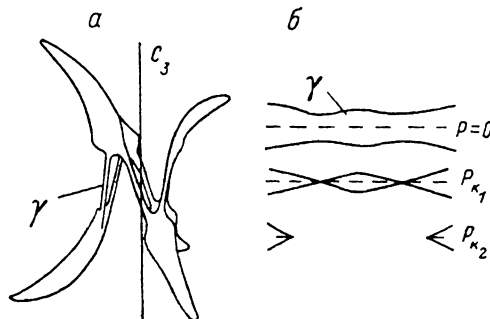


Рис. 1.

*a* — дырочная ПФ мышьяка, *б* — исчезновение с давлением  $\gamma$ -шеек согласно расчету методом псевдопотенциала [11].

и располагались вдоль оси канала бомбы. Манганиновый нагреватель наматывался на небольшую медную катушку, припаиваемую к верхнему торцу образца. Отличие от методики [14] заключалось лишь в способе теплоотвода от холодного конца образца: он припаивался к медному

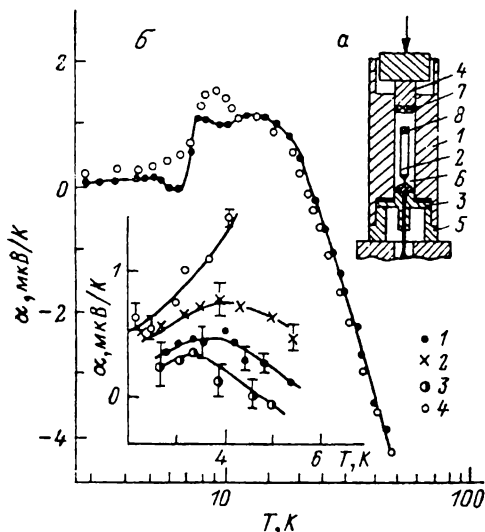


Рис. 2.

*a* — матрица для анизотропного сжатия образца в низкотемпературном прессе: 1 — тело матрицы, 2 — образец, 3 — обтюратор, 4 — поршень, 5 — запирающая пробка, 6 — ледовая прослойка, 7 — сверхпроводящий манометр, 8 — нагреватель; расположение измерительных проводов и термопар см. в тексте. *б* — температурная зависимость термоэдс  $\alpha$  вдоль  $C_3$  при гидростатических давлениях  $P$ , ГПа: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.26, 4 — 0.58. В нижней части рисунка область низких температур представлена в увеличенном масштабе.

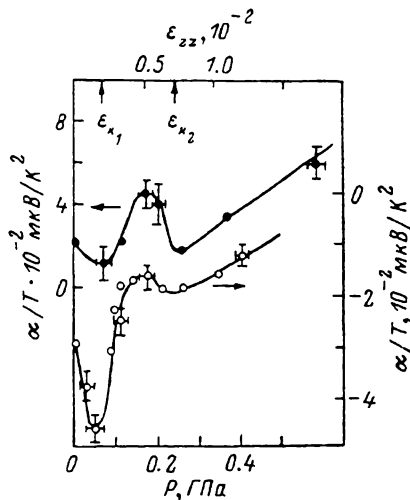


Рис. 3. Барические зависимости термоэдс вдоль оси  $C_3$  при 3 К у двух образцов As в бомбе гидростатического давления.

проводу диаметром 0.35 мм, пропущенному через канал обтюратора. Средняя температура образца  $T$  и создаваемый градиент  $\Delta T$  измерялись термопарой CuFe—Cu и дифференциальной термопарой того же материала соответственно, приклеенных к образцу полимеризованным клеем БФ-2.

Так как теплопроводность передающей давление среды почти на два порядка меньше, чем у мышьяка, считается, что радиальные градиенты  $\Delta T$  в образце пренебрежимо малы. Сигнал термоэдс  $U_\alpha$  усиливался фотоэлектрическим усилителем Ф116/1 и измерялся ампервольтфарадометром ФЗО. Погрешность определения  $U_\alpha$  составляла  $\pm 2 \cdot 10^{-2}$  мкВ. Давление измерялось сверхпроводящим манометром с точностью  $\Delta P = \pm 0.02$  ГПа.

Температура образца менялась с помощью откачки паров жидкого гелия ( $T > 4.2$  К), ( $T < 4.2$  К), помещения бомбы с образцом в пары гелия в паре гелия ( $T > 4.2$  К), а также изменением тока через нагреватель. Величина градиента  $\Delta T$  составляла (0.1—0.5) К.

Анизотропное деформирование образцов мышьяка, представляющее комбинацию всестороннего и одноосного сжатия, осуществлялось с помощью методики [15]. Цилиндрический канал матрицы 1 (рис. 2, а), куда помещался исследуемый образец 2 на обтюраторе 3, заполнялся водой, герметизировался поршнем 4 и охлаждался. Сжатие твердой системы «лед—образец» осуществлялось с помощью специального низкотемпературного пресса непосредственно при температуре жидкого гелия.

Экспериментальное исследование распределения давления в матрице было проведено с помощью системы оловянных и индиевых манометров под поршнем, под образцом и на его боковой поверхности. Расчет характера напряженного состояния в системе с использованием упругих постоянных мышьяка из ультразвуковых измерений Пэйса и Саундерса [16] показал, что у исследуемых монокристаллических образцов As напряжение вдоль оси образца  $\sigma_{zz} = 0.7 P$ , а радиальное напряжение  $\sigma_{rr} = 0.5 P$ , где  $P$  — давление под поршнем. Соответствующие деформации при  $P = 0.1$  ГПа:  $\epsilon_{zz} = -0.72\%$  и  $\epsilon_{rr} = 0.14\%$ . Для сравнения отметим, что при всестороннем сжатии  $P = 0.1$  ГПа,  $\epsilon_{zz} = -0.24\%$  и  $\epsilon_{rr} = -0.01\%$  [17], что указывает на то, что в обоих случаях решетка сильно сжимается вдоль тригональной оси, лишь незначительно меняясь в базисной плоскости. Если оценивать эффективность деформирования по величине  $\epsilon_{zz}$ , то сжатие в матрице [15] почти в 3 раза эффективнее, чем всестороннее сжатие. Это дает основание предполагать, что у образцов мышьяка, сжимаемых в матрице [15], возможно осуществить ЭТП «разрыв перемычки» [9, 10] при реально достижимых давлениях под поршнем  $P_{\max} \leq \leq 0.25$  ГПа.

Методика измерения термоэдс при сжатии в матрице [15] полностью аналогична методике измерения термоэдс в бомбе гидростатического давления. Измерения проводились при температуре (1.8—2) К, градиент составлял 0.3 К. Образцы мышьяка были вырезаны из массивного монокристаллического блока и характеризовались исходным отношением  $R_{300}/R_{4.2} \simeq 10^3$ .

## 2. Результаты эксперимента

В бомбе гидростатического сжатия при каждом давлении  $P$  ( $0 < P < < 0.6$  ГПа) исследована температурная зависимость термоэдс  $\alpha(T)$  в интервале  $2 < T < 25$  К. Зависимости  $\alpha(T)$  качественно согласуются с данными Морелли и Ухера для монокристаллического мышьяка в направлении оси  $C_3$  при  $P = 0$  [18], и с давлением общий вид их практически не меняется (рис. 2, б). При  $T \geq 5$  К они имеют сложный осциллирующий характер, который в [18] связывается с определяющим вкладом термоэдс фононного увлечения. Чтобы избежать ошибок, связанных с сильной температурной чувствительностью  $\alpha$ , зависимости  $\alpha/T(P)$  были построены при  $T < 4$  К, где такая чувствительность меньше, чем эффект изменения с давлением (рис. 2, б). В этой области температур вклад фононного увлечения, подавляющего особенность диффузионной термоэдс в особой точке  $E_k$  [3], согласно [18], также незначителен. На рис. 3 представлены  $\alpha/T(P)$  для двух различных образцов As при 3.0 К, которые приведены в зависимости как от гидростатического давления  $P$  (нижняя шкала), так и от соответствующей деформации  $\epsilon_{zz}$  вдоль тригональной оси (верхняя шкала).

В низкотемпературном прессе было исследовано 8 различных образцов мышьяка при температурах 1.8—2 К. Как и при гидростатическом сжатии (рис. 3), термоэдс этих образцов обнаруживает немонотонное (с максимумами и минимумами) поведение в зависимости от деформации  $\epsilon_{zz}$  (кривые 2, 3 на рис. 4). Для образцов низкого качества с отношением

$R_{300}/R_{4.2} \leq 10^2$  зависимости  $\alpha/T (\epsilon_{zz})$  имели вид ступеньки (кривая 1 на рис. 4). При деформациях  $\epsilon_{zz} \geq 0.7\%$  сигнал термоэдс в обоих случаях (рис. 3, 4) изменяется монотонно.

### 3. Обсуждение результатов

Нерегулярности на зависимости сигнала термоэдс от давления (рис. 3, 4), с нашей точки зрения, могут быть связаны только с изменением топологии ПФ мышьяка, заключающемся в разрыве шести  $\gamma$ -перемычек. Теоретические расчеты показывают [3], что аномалия термоэдс в точке  $E_k$ , где изменяется топология ПФ, должна иметь вид асимметричного пика,

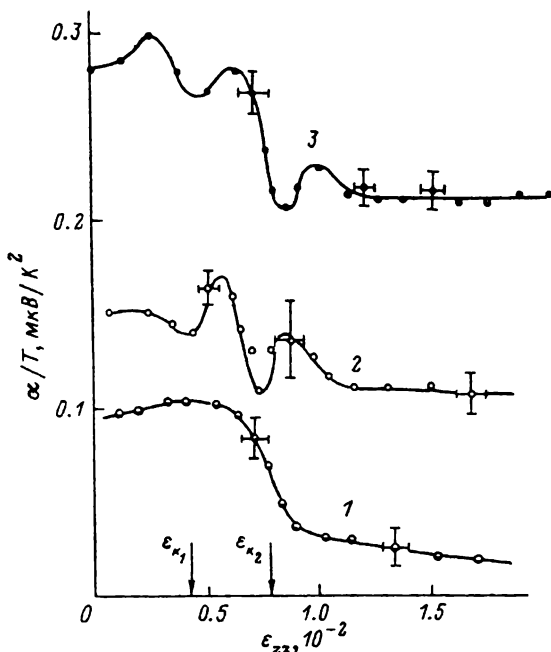


Рис. 4. Зависимость термоэдс вдоль оси  $C_3$  от величины деформации вдоль этой оси в матрице анизотропного сжатия для трех различных образцов мышьяка при 2 К.

Цифры у кривых соответствуют различным образцам со следующими значениями  $R_{300}/R_{4.2}$ : 1 — 92, 2 — 623, 3 — 870.

ширина которого определяется температурой, а также наличием примесей и дефектов. Полярность пика положительна, если ЭТП относится к электронной части ПФ, и отрицательна в случае дырочного участка ПФ [2].

При всестороннем сжатии (рис. 3) особенности в  $\alpha/T(P)$  можно рассматривать как проявление максимума при  $P_k \approx 0.16$  ГПа или двух минимумов при  $P_{k_1} \approx 0.05$  ГПа и  $P_{k_2} \approx 0.24$  ГПа. В первом случае давление  $P_k$  хорошо согласуется с величиной 0.18 ГПа, при котором экстраполируется к нулю барическая зависимость частоты осцилляций магнитной восприимчивости от дырочных  $\gamma$ -шеек в работе [9]. Однако положительный знак аномалии при 0.16 ГПа соответствует электронному ЭТП, а общий вид зависимостей  $\alpha/T(\epsilon_{zz})$  в прессе (рис. 4), который должен коррелировать с результатами гидростатического сжатия на рис. 3, заставляет предположить наличие двух аномалий отрицательной полярности при значениях  $\epsilon_{zz} \approx 0.002$  и  $\epsilon_{zz} \approx 0.007$  ( $P_{k_1} \approx 0.05$  ГПа и  $P_{k_2} \approx 0.24$  ГПа). Учитывая оценочный характер определения  $\epsilon_{zz}$  в прессе и несколько различный характер деформирования в базисной плоскости в обоих применявшихся методиках, можно считать, что величины критических деформаций на рис. 3 и 4 хорошо согласуются. Это означает, что именно деформация сжатия вдоль тригональной оси ответственна за разрыв  $\gamma$ -шеек мышьяка. В отличие от наблюдавшихся ранее особенностей термоэдс [4–8] аномалии,

полученные в настоящей работе, представляют собой не одиночный пик, а более сложную картину: дополнительные максимумы и минимумы на зависимостях  $\alpha/T$  от давления могут быть обусловлены тонкой структурой ЭТП «разрыв перемычки» у мышьяка. Недавно выполненный в рамках псевдопотенциала Фаликова—Лин расчет зонной структуры мышьяка под давлением [11] показывает, что не исключена вероятность разрыва каждой  $\gamma$ -перемычки сразу в двух точках (рис. 1, б), после чего обособившаяся центральная дырочная полость ПФ исчезает при дальнейшем повышении давления, причем  $\Delta P = P_{k_2} - P_{k_1} \leq 0.05$  ГПа. Специфика такого перехода вполне могла остаться незамеченной в экспериментальных исследованиях [9, 10], поскольку в осцилляционных эффектах при наличии двух близких экстремальных сечений, как правило, доминируют осцилляции от большего из них (в данном случае от центральной части  $\gamma$ -перемычки). Таким образом, согласно расчету [11], именно первый минимум на зависимостях  $\alpha/T$  от давления (рис. 3) и от деформации  $\epsilon_{zz}$  (рис. 4) соответствует непосредственно разрыву перемычек ПФ, а следующий за ним связан с исчезновением дырочной полости ПФ. ЭТП такого типа (исчезновение дырочной полости) уже наблюдался ранее на сплавах BiTe [7].

Полярность наблюдаемых аномалий термоэдс (минимумы) согласуется с теоретическими расчетами [2, 3] (отрицательный знак аномалии при разрыве дырочной перемычки ПФ) и экспериментальными данными [7] (минимум термоэдс при образовании дырочной полости ПФ). Аномалия в виде ступеньки (кривая 1 на рис. 4), по-видимому, является результатом размытия двух отрицательных пиков (кривые 2 и 3 на рис. 4) в результате невысокого качества исследуемого образца.

В заключение приносим благодарность В. Г. Ваксу и А. В. Трефилову за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1968, т. 39, № 5, с. 1569—1576.
- [2] Вакс В. Г., Трефилов А. В., Фомичев С. В. ЖЭТФ, 1981 т. 80, № 4, с. 1613—1621.
- [3] Абрикосов А. А., Панцулая А. В. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2140—2144.
- [4] Егоров В. С., Федоров А. Н. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 5, с. 1647—1657.
- [5] Заарицкий Н. В., Макаров В. И., Юргенс А. А. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, № 4, с. 148—151.
- [6] Гайдук Ю. П., Данилова Н. П., Никифорова Е. В. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 11, с. 522—524.
- [7] Брандт Н. Б., Егоров В. С., Лавренюк М. Ю., Минаева Н. Я., Савин А. М. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6 (12), с. 2257—2269.
- [8] Заарицкий Н. В., Сулаев И. М. ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 6 (12), с. 2152—2165.
- [9] Schirber J. E., Van Dyke J. P. Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 26, N 5, p. 246—249.
- [10] Галкин А. А., Дятляр Е. П., Жеваго С. Е., Попович А. И. ДАН СССР, 1971, т. 198, № 3, с. 563—564.
- [11] Поспелов Ю. А., Грачев Г. С. ФНТ, 1986, т. 12, № 11, с. 1186—1192.
- [12] Priestly M. G., Windmiller L. R., Ketterson J. B., Eckstein J. Phys. Rev., 1967, vol. 54, N 3, p. 671—682.
- [13] Брандт Н. Б., Ицкевич Е. С., Минаева Н. Я. УФН, 1971, т. 104, № 3, с. 459—488.
- [14] Будько С. Л., Галотченко А. Г., Ицкевич Е. С., Крайденев В. Ф. ПТЭ, 1986, № 5, с. 189—190.
- [15] Брандт Н. Б., Кептя В. Ф., Кульбачинский В. А., Минаева Н. Я. ПТЭ, 1977, № 2, с. 205—207.
- [16] Pace N. G., Saunders G. A. J. Phys. Chem. Sol., 1971, vol. 32, N 8, p. 1585—1601.
- [17] Morosin B., Schirber J. E. Sol. St. Commun., 1972, vol. 10, N 2, p. 249—251.
- [18] Morelli D. J., Uher C. Phys. Rev. B, 1982, vol. 26, N 12, p. 6349—6354.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
24 июля 1987 г.