

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОННУЮ СТРУКТУРУ СОЕДИНЕНИЙ TlSbTe<sub>2</sub> И TlBiS<sub>2</sub>

Л.И. Винокурова, А.В. Власов, В.Ю. Иванов, Л.С. Климова,  
Д.Д. Кодица\*, Н.С. Попович\*

*Представлены результаты экспериментальных исследований влияния гидростатического давления до 10 кбар на кинетические эффекты и электронную структуру вырожденных узкозонных полупроводников TlSbTe<sub>2</sub> и TlBiS<sub>2</sub>. При всестороннем сжатии в TlSbTe<sub>2</sub> происходит перетекание носителей заряда из Г- в L-зону. Оценены критические давления, при которых должны произойти изменения топологии поверхности Ферми.*

Вырожденные узкозонные полупроводники TlSbTe<sub>2</sub> и TlBiS<sub>2</sub>, так же как и их элементарные изоэлектронные аналоги — полуметаллы Bi, Sb, As, имеют ромбоэдрическую кристаллическую структуру, однако в отличие от последних обладают лишь одним типом проводимости: TlSbTe<sub>2</sub> — проводимостью p-типа, а TlBiS<sub>2</sub> — n-типа. Обнаруженные осцилляции Шубникова — де Гааза в этих соединениях [1, 2] позволяют получить прямую информацию об изменениях поверхности Ферми и энергетического спектра носителей заряда при всестороннем сжатии.

В данной работе сообщаются результаты экспериментальных исследований влияния гидростатического давления до 10 кбар на кинетические эффекты и электронную структуру соединений TlBiS<sub>2</sub> ( $N_p \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и TlSbTe<sub>2</sub> ( $N_p \approx (1,1-1,7) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Давление создавалось в камере фиксированного давления конструкции Е.С. Ицкевича [3] с использованием керосино-масляной смеси и измерялось при комнатной температуре манганиновым датчиком сопротивления, а при гелиевых температурах — по сверхпроводящему переходу в индии.

Как показали эксперименты, при  $T = 290 \text{ К}$  удельное электросопротивление  $\rho$  обоих соединений нелинейно уменьшается с ростом давления. Характерная величина падения  $\rho$  составляет приблизительно 20% на 5 кбар. Уменьшение сопротивления с ростом давления связано, по-видимому, с перераспределением под давлением носителей между энергетическими экстремумами, в результате которого их средняя подвижность увеличивается.

При  $T = 4,2 \text{ К}$  падение сопротивления имеет место лишь при малых давлениях ( $P \approx 2-3 \text{ кбар}$ ), а затем наблюдается рост  $\rho$ . В результате отношение  $\rho_{290}/\rho_{4,2}$  под давлением уменьшается (у одного из образцов TlSbTe<sub>2</sub> — от 13 до 9 при  $P = 9 \text{ кбар}$ , а у TlBiS<sub>2</sub> — от 8,7 до 6,5 при  $P = 10 \text{ кбар}$ ). По степени восстановления удельного сопротивления образцов после снятия давления можно судить о гидростатичности давления.

Из измерений эффекта Холла следует, что при  $T = 4,2 \text{ К}$  коэффициент Холла нелинейно и необратимо уменьшается с ростом давления, что связано с появлением дополнительных дефектов в кристаллической решетке в результате неполной гидростатичности давления при замерзании жидкости в камере.

Влияние давления на эффект Шубникова — де Гааза в соединениях TlSbTe<sub>2</sub> и TlBiS<sub>2</sub> исследовалось при двух фиксированных ориентациях магнитного поля: вдоль тригональной оси  $c_3$  и вдоль бинарной  $c_2$  или биссекторной  $c_s$  осей. Измерения показали, что в диапазоне давлений до 10 кбар качественная картина осцилляций сохраняется, т.е. не исчезают и не появляются новые частотные ветви в спектре, однако частоты осцилляций заметно изменяются. Барические зависимости частот осцилляций для TlSbTe<sub>2</sub> представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, частоты низкочастотных ( $lf$ ) и высокочастотных ( $hf$ ) осцилляций при  $H \parallel c_3$  практически линейно зависят от давления, причем  $\ln F^{lf}/dP \approx (8 \pm 2) \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ , а  $\ln F^{hf}/dP \approx - (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ . Частота высокочастотных осцилляций при  $H \parallel c_2$  нелинейно уменьшается при росте давления.

\* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.

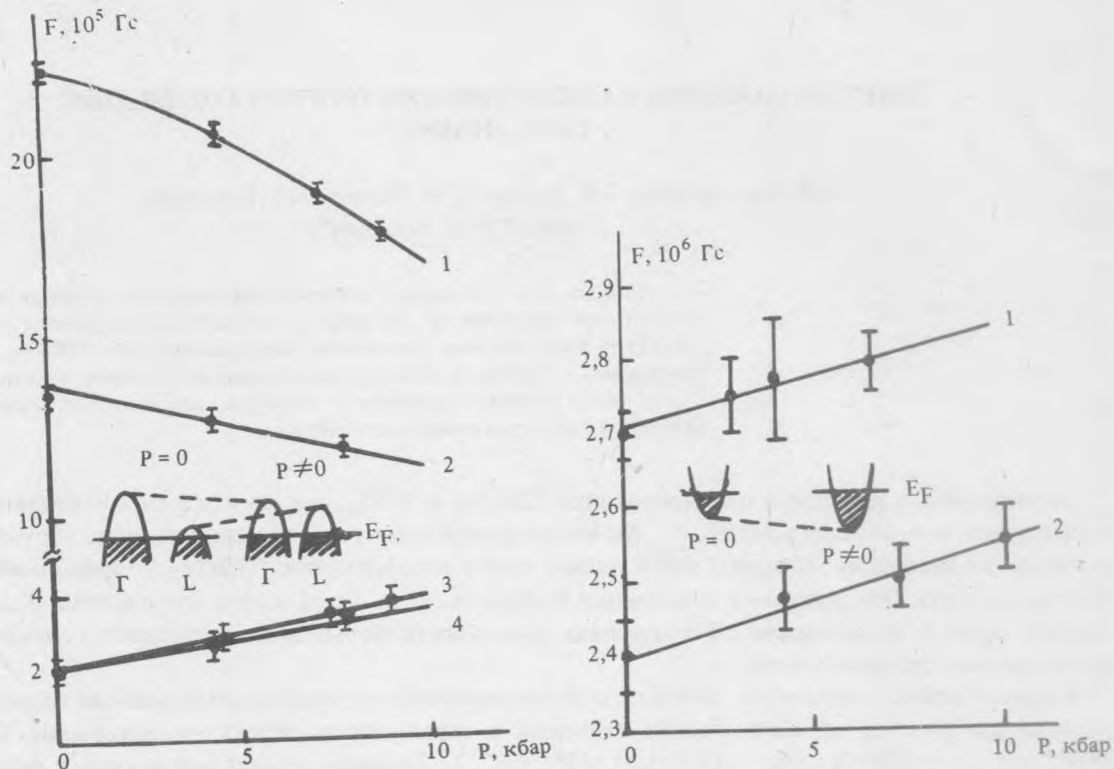


Рис. 1. Зависимости частот осцилляций от давления для TlSbTe<sub>2</sub>: 1, 2 – вч осцилляции; 3, 4 – нч осцилляции; 1, 3 –  $H \parallel c_2$ ; 2, 4 –  $H \parallel c_3$ . На вставке показана схема движения энергетических зон при всестороннем сжатии.

Рис. 2. Зависимости частот осцилляций от давления для TlBiS<sub>2</sub>: 1 –  $H \parallel c_3$ ; 2 –  $H \parallel c_3$ . На вставке показана схема движения энергетической зоны  $\Gamma$  при всестороннем сжатии.

Согласно полученным ранее результатам [2] частота вч осцилляций при  $H \parallel c_3$  соответствует хорошо определенному экваториальному сечению квазиэллипсоида, центрированного в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна, а частота вч осцилляций при  $H \parallel c_2$  – сечению довольно сложной формы (точную форму участков поверхности Ферми в вершинах квазиэллипсоида установить не удалось). Ответственные за нч осцилляции участки поверхности Ферми вблизи L-точек зоны Бриллюэна, являющиеся согласно теоретическим расчетам трехосными эллипсоидами [4], мы экстраполируем лишь в первом приближении в виде сферы.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в TlSbTe<sub>2</sub> при всестороннем сжатии объем поверхности Ферми в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна уменьшается, а в L-точке – увеличивается, т.е. происходит перетекание носителей из  $\Gamma$ -зоны в L-зону. Результаты расчета числа носителей в зонах при аппроксимации поверхности Ферми в  $\Gamma$ -точке эллипсоидом вращения, а в L-точке – сферой при  $P = 1$  бар и  $P = 8$  кбар приведены в табл. 1. Учитывая грубость оценок, можно констатировать, что наблюдается качественное согласие между числом носителей, определенным из эффекта Шубникова – де Гааза и эффекта Холла, при условии, что число участков в L-точках равно трем. Вместе с тем, по-видимому, не случайными являются разные знаки суммарного изменения числа носителей под давлением, определенного из эффектов Шубникова – де Гааза и Холла.

Если принять число участков поверхности Ферми вблизи точки L равным не 3, а 6, то есть в случае, когда данный участок поверхности Ферми расположен целиком внутри первой зоны Бриллюэна, то согласие улучшается (табл. 1). Однако пока нельзя дать однозначный ответ на вопрос о количестве участков поверхности Ферми вблизи L-точек зоны Бриллюэна.

Влияние давления  $P$  на концентрацию носителей заряда,  $N_p$  (в единицах  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) в  $\text{TlSbTe}_2$

	$\Gamma$ - зона	1L- зона	3L- зоны	всего	6L- зон	всего	Из эффекта Холла
$N_{p1}, P_1 = 1$ бар	1,43	0,05	0,15	1,58	0,30	1,73	1,65
$N_{p2}, P_2 = 8$ кбар	1,12	0,11	0,33	1,45	1,45	1,78	1,11
$\Delta N_p = N_1 - N_2$	-0,31	0,06	0,18	-0,13	0,36	0,05	0,12
$N'_{p1}, P'_1 = 1$ бар (после снятия давления)	1,51	0,05	0,15	1,66	0,30	1,81	1,74
$\Delta N'_p = N'_{p1} - N_{p1}$	0,08	0,00	0,00	0,08	0,00	0,08	0,09

Исследование влияния давления на эффект Шубникова – де Гааза в монокристаллах  $\text{TlBiS}_2$  показало, что как при атмосферном давлении, так и при наибольшем достигнутом при  $T = 4,2$  К давлении  $P \approx 10,1$  кбар наблюдаются осцилляции только с одной частотой, которые связаны с участком поверхности Ферми, центрированным в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна. Под давлением частота осцилляций увеличивается (рис. 2), причем при  $H \parallel c_3$ :  $d \ln F / dP \approx (0,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ , а при  $H \parallel c_5$ :  $d \ln F / dP \approx (0,4 \pm 0,3) \times 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ , что меньше, чем в  $\text{TlSbTe}_2$ . Большие погрешности определения частот связаны с тем, что удается наблюдать лишь 4–6 периодов осцилляций.

Из температурных зависимостей амплитуд осцилляций были оценены циклотронные массы. К сожалению, изменение циклотронной массы под давлением как для  $\Gamma$ -, так и для L-носителей находится в пределах погрешности ее определения. Поэтому не представляется возможным сделать вывод о характере закона дисперсии из измерений под давлением.

Поскольку при квадратичном законе дисперсии

$$E_F = p_F^2 / 2m^* = S_0 / 2\pi m^*,$$

где  $S_0 = 2\pi e \hbar F / c$  – площадь экстремального сечения поверхности Ферми;  $E_F$  – энергия,  $p_F$  – импульс Ферми;  $F$  – частота осцилляций;  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света, то

$$d \ln E_F / dP = d \ln F / dP,$$

т.е. барическая производная энергии Ферми, отсчитываемой от потолка энергетической зоны – для носителей р-типа, или дна – для носителей n-типа, совпадает с барической производной частоты осцилляций. Поэтому, основываясь на результатах работы [2], можно предложить качественную картину движения энергетических зон для соединений  $\text{TlSbTe}_2$  и  $\text{TlBiS}_2$ , показанную на вставках рис. 1 и 2.

Так как оптических измерений под давлением не проводилось, мы ничего не можем сказать о поведении под давлением энергетических уровней зоны проводимости для соединения  $\text{TlSbTe}_2$  и валентной зоны для  $\text{TlBiS}_2$ , а также ширины запрещенной зоны.

Из экстраполяции экспериментально измеренных зависимостей частот осцилляций от давления к более высоким давлениям для  $\text{TlSbTe}_2$  можно получить следующие оценки величин критических давлений.

1) При  $P_1 \approx 20$  кбар сечения квазиэллипсоида, центрированного в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна, при  $H \parallel c_3$  и  $H \parallel c_2$  станут одинаковыми, т.е. при  $P > P_1$  данный квазиэллипсоид вместо вытянутого станет сжатым.

2) При  $P_2 \cong 30$  кбар потолки валентных зон, а следовательно, и объемы, ограниченные поверхностями Ферми в  $\Gamma$ - и L-точках, сравниваются.

3) При  $P_3 \cong 55$  кбар участок поверхности Ферми в точке  $\Gamma$  исчезнет, т.е. произойдет электронный фазовый переход Лифшица и в соединении  $\text{TlSbTe}_2$  останутся носители одного типа, L-дырки.

Для  $\text{TlBiS}_2$  можно лишь очень грубо оценить давление  $P_1 \cong 90$  кбар, при котором эллипсоид превращается в сферу.

Таким образом, экспериментально показано, что структура энергетических уровней узкозонных полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5C_2^6$ , особенно  $\text{TlSbTe}_2$ , весьма чувствительна к изменению межатомных расстояний, что можно использовать для управления физическими свойствами этих веществ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Винокурова Л.И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, №7, 36 (1988).
2. Винокурова Л.И. и др. Препринт ИОФАН №14, М., 1990.
3. Ицкевич Е.С. ПТЭ, 4, 148 (1963).
4. Гицу Д.В., Канцер В.Г., Малкова Н.М. Препринт ИПФ №3, Кишинев, 1985.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 25 июня 1990 г.