

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС НА ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЯХ В HgTe: ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И АНИЗОТРОПИЯ

Якунин М. В.

Исследованы изменения спектров магнитофононных осцилляций второй производной продольного и поперечного магнитосопротивлений HgTe в условиях разогрева носителей электрическим полем под действием одноосного давления до 0.2 ГПа и при вращении вектора магнитного поля в плоскости (110) в импульсном магнитном поле до 33 Т при температуре решетки 4.2 К. Совокупность экспериментальных результатов позволяет идентифицировать пики, связанные с переходами из нижнего уровня Ландау зоны проводимости на определенные уровни Ландау валентной зоны с испусканием LO-фонона, а в области слабых магнитных полей — с испусканием пар TA-фононов. Определены параметры Латтинджера без учета и с учетом (отмечены звездочкой) нелокального потенциала обменного межэлектронного взаимодействия: $\gamma_1 = -18.3 \pm 0.8$, $\gamma_2 = -11.8 \pm 0.6$, $\gamma_3 = -9.9 \pm 0.5$, $K = -9.1 \pm 0.5$, $\gamma_3 - \gamma_2 = -1.9 \pm 0.1$, $\gamma_1^* = -13.2$, $\gamma_2^* = -8.2$, $\gamma_3^* = -6.5$, $K^* = -5.7$. Гофрировка изоэнергетической поверхности валентной зоны и анизотропия циклотронных масс дырок HgTe больше, чем у Ge и InSb. Наблюдаются пики, связанные с переходами на уровни дефектов, отщепленные от краев зон на энергии от 1.7 до 9.4 мэВ. В области давлений, больших 0.1 ГПа, расстояния от уровней дефектов до краев зон не зависят от давления. На зависимости сопротивления деформированных образцов от магнитного поля имеется минимум, отвечающий относительному изменению сопротивления до 10^3 , обусловленный происходящим с ростом магнитного поля закрытием запрещенной щели, первоначально индуцированной деформированием кристалла, и последующим ее открытием.

Магнитофононный резонанс (МФР) в HgTe при гелиевых температурах в греющих электрических полях был обнаружен в [1] и связан с резонансной

Т а б л и ц а 1
Параметры валентной зоны

Материал	Источник	γ_1	γ_2	γ_3	K	$\gamma_3 - \gamma_2$	Гофрировка (П. 4)	m_{111}^h / m	m_{100}^h / m	m_{111}^h / m_{100}^h
HgTe	[5]	-17.0	-10.5	-9.3	-11.3	1.2	0.23	0.45	0.31	1.45
	[6]	-12.8	-8.4	-8.4	-10.5	0	0	0.25	0.25	1
	[7]	-14.8	-9.0	-8.2	-10.2	0.8	0.17	0.50	0.37	1.35
	[8]	-17.0	-10.6	-8.8	-9.5	1.8	0.45	0.64	0.42	1.52
	[9]	-14.0	-7.8	-7.4	-10.0	0.4	0.17	1.00	0.71	1.41
	[9] *	-15.6	-9.6	-8.6	-11.2	1.0				
	[10] *	-14.2	-7.7	-7.7	-10.5	0				
	[10] **	-15.6	-7.9	-7.9	-11.1	0				
	[11] *	-16.8	-10.6	-8.8	-10.1	1.8	0.40	0.57	0.34	1.68
	[4]	-14.8	-9.5	-8.0	-10.2	1.5	0.30	0.50	0.31	1.61
	[12]	-17.3	-10.7	-8.5	-10.6	2.2	∞	1.11	0.50	2.22
	Данная работа	-18.3	-11.8	-9.9	-9.1	1.9	0.31	0.40	0.27	1.48
Данная работа	-13.2	-8.2	-6.5	-5.7	1.7					
Ge	[13]	13.38	4.24	5.69	3.41	1.45	0.26	0.376	0.279	1.35
InSb	[14]	35.7	15.7	17.0	16.8	1.3	0.24	0.41	0.31	1.32

Примечание. * Учтена поправка на обменное взаимодействие; ** $q = -0.5$.

рекомбинацией неравновесных носителей и изменениями их температуры [2] при таких магнитных полях, когда расстояния от нижнего уровня Ландау электронов до экстремумов дырочных магнитных подзон сравниваются с энергией LO -фонона ($\hbar\omega_{LO}$). В исследованиях на монокристаллических образцах HgTe была выявлена большая (до 30 %) анизотропия эффекта [3]. Позже были обнаружены более слабые пики магнитосопротивления (МС) HgTe в относительно небольших магнитных полях, связанные с резонансным испусканием пар TA -фононов [4].

Детальная интерпретация спектров МФР в HgTe была затруднена в связи с большим количеством наблюдаемых особенностей, нежесткими правилами отбора и отсутствием достоверного набора параметров [4-12] (табл. 1). В настоящей работе для идентификации резонансных пиков проведены исследования их поведения при одноосном деформировании кристаллов. Такой подход ранее оказался весьма эффективным при расшифровке спектров циклотронного резонанса [13, 14] и МФР [15-17] на дырках Ge и InSb.

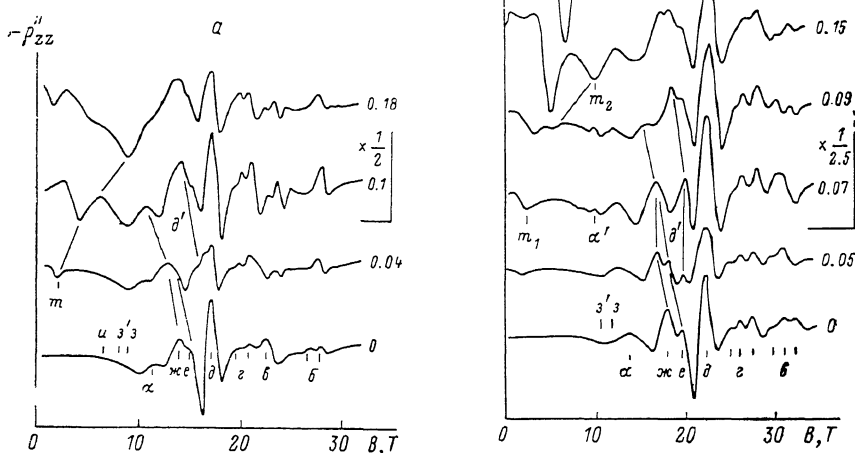


Рис. 1. Зависимость второй производной продольного МС HgTe в греющих электрических полях от магнитного поля при различных давлениях.

Цифры справа от кривых — давление в ГПа. а — $B \parallel [111]$, б — $B \parallel \langle 100 \rangle$.

Экспериментальные результаты и интерпретация. Образцы HgTe вырезались в виде брусков $(4 \div 8) \times 1 \times 1.2$ мм из того же монокристалла, который исследовался в [3], и имели при 4.2 К концентрацию электронов $(1.1 \div 1.8) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижность $(0.7 \div 1.4) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Деформационные эффекты исследовались в продольном магнитосопротивлении: ток, давление \mathcal{P} и магнитное поле B были направлены параллельно. Для получения токовых контактов на торцы и примыкающие области боковых граней свежетравленного образца электролитически осаждалось золото и к краю золотого покрытия раствором галлия с серебром припаивались провода. Потенциальные контакты располагались на расстоянии 1—2 мм друг от друга в центральной части боковых граней. Торцы образца вставлялись в заполненные эпоксидной смолой или пластилином углубления чашек, приклеенных через изоляцию к подвижному и неподвижному цуансонам устройства типа «давящий шток в трубе». Анизотропия исследовалась в продольном МС на образцах, вырезанных вдоль различных направлений кристалла, в поперечном — на образцах, вырезанных вдоль $\langle 110 \rangle$, в устройстве, позволяющем поворачивать образец вокруг своей оси. Положения основных максимумов и анизотропия в продольном и поперечном МС совпадали. Магнитное поле до 33 Т создавалось в импульсе длительностью ~ 10 мс. Постоянный ток включался синхронно с магнитным полем. Для выделения осциллирующий сигнал дважды дифференцировался по времени. Абсолютные положения максимума

мумов второй производной МС — ρ^{II} определялись путем усреднения результатов, полученных на участках возрастания и убывания магнитного поля. Все измерения проведены при температуре решетки 4.2 К.

В отсутствие деформации в результатах измерений второй производной продольного МС (рис. 1) воспроизводятся особенности, наблюдавшиеся в [3] без дифференцирования сигнала. Обозначения пиков на рис. 1 соответствуют обозначениям из [3]. Однако дифференцирование позволяет выделить и дополнительные особенности: пики ϵ и z состоят из нескольких компонент (до трех при $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$); в полях 11–14 Т наблюдается пик α . В полях 7–12 Т наблюдается группа из двух-трех пиков z, z', u , амплитуды которых на 2 порядка меньше амплитуды пика δ . Пики $D, e, ж, z, z', u$ смещаются в большие поля примерно на одну и ту же величину (30 %) при повороте поля от $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ до $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$. Пик α смещается в ту же сторону, но слабее (на 22 %).

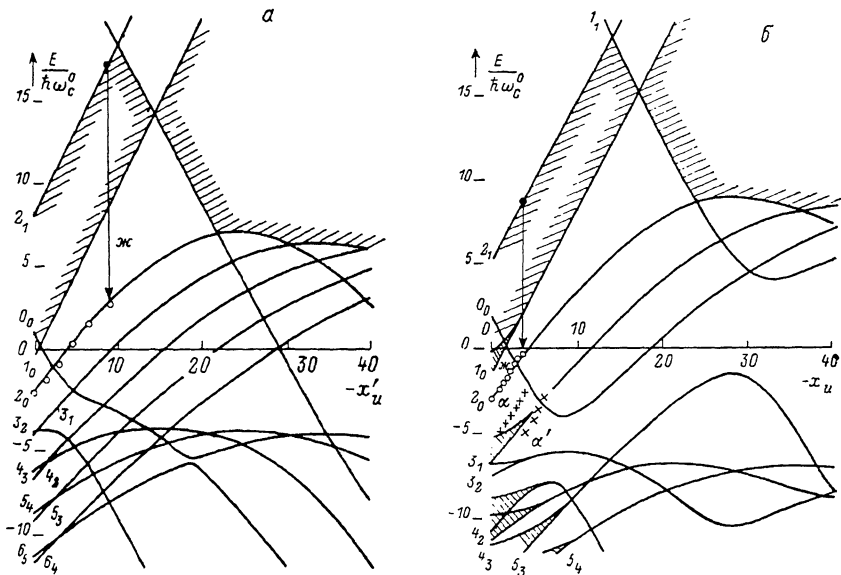


Рис. 2. Смещение экстремумов подзон HgTe с давлением. Сопоставление с экспериментом. а — $\mathbf{B} \parallel \mathcal{S} \parallel \langle 111 \rangle$, б — $\mathbf{B} \parallel \mathcal{S} \parallel \langle 100 \rangle$.

При приложении давлений в осцилляционной картине происходят следующие изменения (рис. 1).

Пик δ либо вовсе не смещается ($\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$), либо слабо смещается в большие поля (на $\sim 5\%$ при $\mathcal{P} = 0.2$ ГПа в ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathcal{S} \parallel \langle 100 \rangle$).

В структуре справа от δ в интервале $\mathcal{P} = 0 - 0.1$ ГПа наблюдается некоторая перестройка; при $\mathcal{P} > 0.1$ справа от пика δ ничего не меняется.

Пики $e, ж, \alpha$ с ростом давления смещаются влево со скоростью $1.2 - 2$ ГПа $^{-1}$. При $\mathcal{P} > 0.05$ ГПа между пиками δ и e возникает новый пик δ' , который резко увеличивает амплитуду и смещается в слабые поля. Пики z и z' с давлением не смещаются, а пик u затухает.

С ростом давления в самых малых магнитных полях возникают один или два минимума (m, m_1, m_2), а также несколько более слабых особенностей, которые смещаются в сторону больших полей пропорционально давлению и усиливаются. Амплитуды этих особенностей линейно зависят от тока во всем исследованном интервале плотностей тока, тогда как все рассмотренные выше особенности возникают скачком при токах от 4 до 8 мА/мм 2 .

В HgTe $\hbar\omega_{LO} = 17.1$ мэВ при 77 К [18]. Измерения энергий фононов HgTe при 4.2 К автору не известны. В InSb $\hbar\omega_{LO}$ при 4.2 К увеличивается по отношению к соответствующей величине при 77 К приблизительно на 2.5 % [19]. Поляронная поправка в МФР составляет приблизительно $\alpha/3$, где $\alpha \approx 0.1$ для HgTe [19], что эквивалентно уменьшению величины $\hbar\omega_{LO}$ приблизительно на 3 %. С учетом вышеизложенного будем в анализе наших данных использовать величину $\hbar\omega_{LO} = 17$ мэВ, полагая погрешность в 2 %.

Автору не известны исследования влияния деформации на фоновый спектр HgTe . В InSb изменения $\hbar\omega_{LO}$ при $\mathcal{P} \leq 0.2$ ГПа не превышают 0.5 % [20]. Поскольку упругая податливость кристаллов HgTe в 1.5–2 раза больше, чем InSb , изменения $\hbar\omega_{LO}$ с давлением должны быть соответственно больше, но маловероятно, чтобы эти изменения в исследованном интервале давлений превысили 1 %. Характерные же смещения пиков превышают 10 %/0.1 ГПа. Поэтому, если отвлечься от слабых особенностей поведения пиков, можно считать, что наблюдаемые изменения осцилляционных кривых с давлением связаны с изменениями зонной структуры, а не фонового спектра.

Расчет энергетического спектра зоны Γ_8 в магнитном поле велся в рамках метода Латтинджера [21] в квадратичном по волновому вектору приближении с полным учетом анизотропии [22, 23]. На рис. 2 представлены зависимости безразмерных энергий $\epsilon \equiv E/(\hbar\omega_c^0)$, $\omega_c^0 \equiv eB/m$ (m — масса свободного электрона) от параметров, пропорциональных давлению: $x_u \equiv 2/3 (S_{11} - S_{12})D_u \mathcal{P}/(\hbar\omega_c^0)$ и $x'_u \equiv 1/3 S_{44}D'_u \mathcal{P}/(\hbar\omega_c^0)$ для $\mathbf{B} \parallel \mathcal{P} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ соответственно, где $S_{11} - S_{12} = 5.62 \cdot 10^{-2}$ ГПа $^{-1}$, $S_{44} = 4.57 \cdot 10^{-2}$ ГПа $^{-1}$ [24] — константы упругой податливости HgTe ; D_u и D'_u — деформационные потенциалы. Другие параметры расчета будут определены далее. На рис. 2 и 3 штриховка с правым наклоном выделяет щель в спектре, с левым — связывает кривые, описывающие уровни в центре зоны Бриллюэна, и кривые, соответствующие положениям боковых экстремумов магнитных подзон.

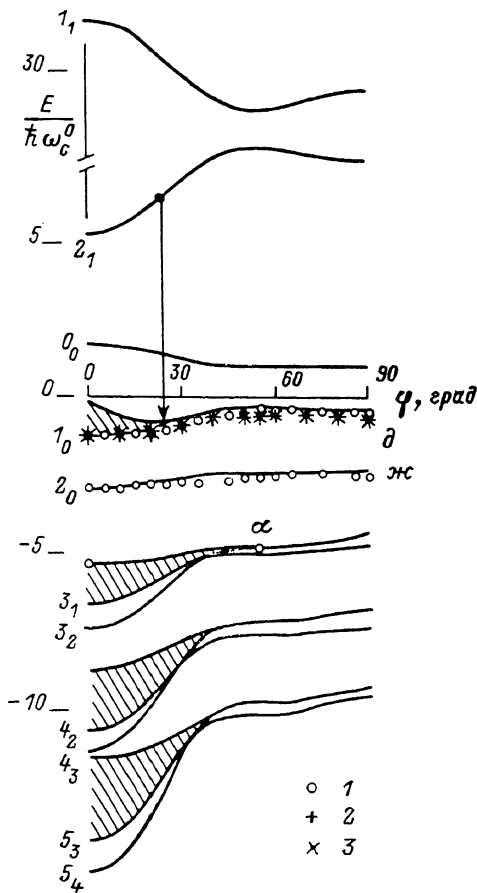


Рис. 3. Анизотропия зонной структуры HgTe в магнитном поле.

Сопоставление с экспериментом: 1 — пики δ , ϵ , α ; 2, 3 — пики ϵ , δ .

В области малых давлений крайний уровень зоны проводимости — 2_1 (в обозначениях [13]). Характерной особенностью поведения зонной структуры с давлением (и это не зависит от конкретного набора параметров) является то, что существует только один уровень Ландау I_0 , расстояние до которого от 2_1 не меняется. Пик магнитосопротивления, соответствующий переходам $2_1 - I_0$, не будет смещаться с давлением. Пики, соответствующие переходам из 2_1 на все другие уровни свободных дырок, будут смещаться в меньшие поля. В таком случае наблюдаемое поведение пиков с давлением указывает на следующее их происхождение: пик δ связан с переходами $2_1 - I_0$ (причем в ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ это переходы в экстремум подзоны I_0 , расположенный в центре зоны Бриллюэна); пики ϵ , δ , α связаны с переходами из 2_1 на уровни, лежащие в валентной зоне глубже, чем I_0 .

Пики ϵ , δ , α по своему положению могут соответствовать переходам из второго по порядку электронного уровня I_1 на уровни валентной зоны I_0 и 2_0 . Однако анизотропия уровня I_1 противоположна анизотропии уровня 2_1 (рис. 3). Это противоречит тому, что при повороте магнитного поля в плоскости (110) пики ϵ , δ , α смещаются в ту же сторону, что и структура в сильном магнитном поле. Учитывая, что пики ϵ и δ не смещаются с давлением, можно сопоставить их с переходами $2_1 - I_0$ с участием пар T_A -фононов с энергией от 3.5 до 4.5 мэВ.

Рассчитанные в [4] энергии 2.6 и 3.1 мэВ, по-видимому, занижены из-за неточного набора параметров Латтинджера и ненадежной идентификации пиков.

Как следует из рис. 2, в области достаточно больших давлений уровень I_0 становится крайним уровнем валентной зоны. Поэтому пики справа от δ по крайней мере при $\mathcal{P} > 0.1$ ГПа нельзя связать с переходами из Z_1 на уровни свободных дырок. $2LO$ -переходы Z_1-I_0 [25] должны происходить в магнитных полях, приблизительно вдвое превышающих поле пика δ . $2LO$ -переходы из Z_1 на более глубокие уровни валентной зоны также не происходят, поскольку эти пики не смещаются с давлением. Трехфононные сочетания $2TA+LO$ должны приводить к особенностям амплитудой не больше, чем у $2TA$ -пигов z и z' , т. е. как минимум на 2 порядка более слабым, чем пик δ . Переходы внутри валентной зоны привели бы к зависимости положений пиков от угла φ между направлением магнитного поля и осью $\langle 100 \rangle$, противоположной наблюдаемой.

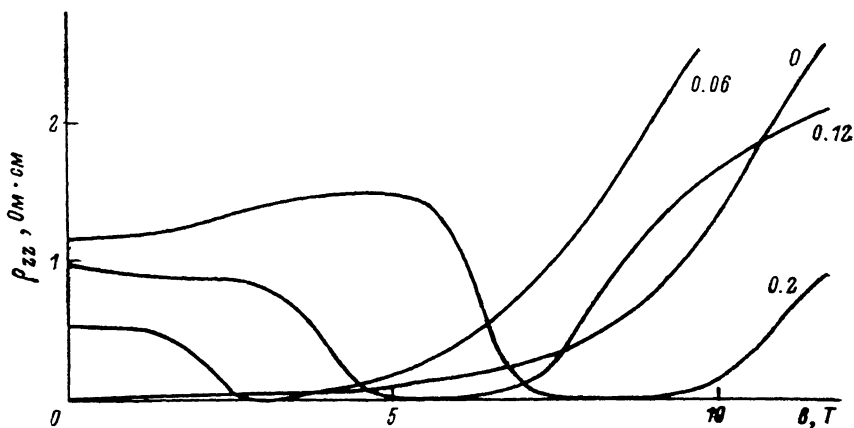


Рис. 4. Продольное МС HgTe в омическом режиме при различных давлениях. Цифры у кривых — давление в ГПа.

Мы видим единственное объяснение пиков, находящихся при $\mathcal{P} > 0.1$ ГПа справа от δ , в том, что они связаны с переходами, происходящими при участии уровней, отщепленных от дырочных магнитных подзон (а возможно, и от Z_1) дефектами решетки. Большое количество этих пиков может быть связано с расщеплением уровня основного состояния дефектов квантующим магнитным полем и наличием возбужденных состояний. Расстояния от уровней дефектов до I_0 , оцененные по положениям пиков относительно пика δ , составляют от 1.7 мэВ (в поле 20 Т, пик z) до 9.4 мэВ (~ 28 Т, пик b при $\mathbf{V} \parallel \langle 111 \rangle$). Эти величины попадают в интервал энергий дефектов, определенных для нулевого магнитного поля в HgTe из различных кинетических и магнитооптических исследований [26].¹ Отсутствие смещений пиков справа от δ в области $\mathcal{P} > 0.1$ ГПа указывает на независимость соответствующих энергий активации дефектов от деформации.

На продольном МС с ростом давления возникает минимум, соответствующий положению особенности типа m во второй производной МС. При дальнейшем росте давления минимум углубляется, смещается в большие поля и приобретает вид трапеции, углы которой соответствуют во второй производной двум минимумам m_1 и m_2 (рис. 4). При наибольшем достигнутом давлении 0.2 ГПа отношение сопротивлений в максимуме слева от минимума и в минимуме достигает 10^3 . Минимум наблюдается при сколь угодно малых токах и не имеет отношения к МФР, а связан с закрытием и последующим раскрытием энергетической щели в результате пересечения уровней I_0 и I_1 (рис. 2). Впервые этот минимум наблюдался и был объяснен в работах [28, 29], однако там он был выражен значительно слабее из-за меньшей величины давлений (до 0.07 ГПа) и, возможно, из-за худ-

¹ В недавно опубликованных результатах исследований МФР на горячих носителях в $\text{Hg}_{0.995}\text{Mn}_{0.005}\text{Te}$ [27] для объяснения некоторых пиков также привлекались переходы на уровни дефектов, отщепленные от валентной зоны в поле 7–8 Т на энергию 1.8–2.2 мэВ.

ших качества образцов и однородности давления. Возникновение в наших экспериментах широкой площадки на дне минимума связано с наличием дефектов донорного либо акцепторного типа. По мере сближения уровней I_0 и I_1 массы в соответствующих подзонах уменьшаются (до нуля), уменьшаются энергии активации дефектов и уровень Ферми приближается к одной из подзон в зависимости от того, какой тип дефектов преобладает. В результате концентрация свободных носителей в зоне резко увеличивается задолго до того (и падает после того), как расстояние между уровнями I_0 и I_1 станет сравнимо с $k_B T$.

Отличительной особенностью пиков, связанных не с МФР, а с пересечением уровней, является смещение их по полю пропорционально давлению, что обусловлено фиксированным положением таких пересечений на зависимости $E/(\hbar \omega_0^2)$ от x_u (x_u') (рис. 2). Некоторые особенности в $-g''(B)$, расположенные слева и справа от минимумов m , m_1 , m_2 и смещающиеся пропорционально давлению, связаны с пересечениями уровней I_1 с 2_1 , I_1 с 2_0 , 2_0 с 3_1 и т. д. Максимумы слева от указанных минимумов могут быть также связаны с МФР (LO) переходами из I_1 , усиливающимися по мере приближения I_1 к 2_1 .

Т а б л и ц а 2

Варианты идентификации пиков МФР в HgTe при $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$

№ варианта	e	$ж$	α	№ варианта	e	$ж$	α
1	2_0	3_1	—	4	Прим.	3_1	4_3
2	3_1	4_3	—				4_2
		4_2					0_0
3	Прим.	2_0	3_1	5	Прим.	4_2	5_4
			3_2			4_3	5_3
							0_0

Примечание. Все переходы из 2_1 . Фигурные скобки объединяют близко расположенные уровни.

Идентификация пиков и параметры. Спектр зоны Γ_8 в рассматриваемом приближении описывается пятью параметрами Латинджера $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, K, q$ и двумя деформационными потенциалами D_u и D_u' .

Параметр q пропорционален величине $[^{30}] \Delta(\Gamma_{15}^-)/[E(\Gamma_{25}^+) - E(\Gamma_{15}^-)]^2$, где $\Delta(\Gamma_{15}^-)$ — спин-орбитальное расщепление ближайшей зоны Γ_{15}^- (в обозначениях для алмаза). В InSb $q \leq 0.4$ $[^{31}]$, $\Delta(\Gamma_{15}^-) \approx 1$ эВ, $E(\Gamma_{25}^+) - E(\Gamma_{15}^-) \approx 3.5 - 4$ эВ $[^{32}]$. В HgTe, по расчетам, $\Delta(\Gamma_{15}^-) \approx 0.5$ эВ, $E(\Gamma_{25}^+) - E(\Gamma_{15}^-) \approx 5$ эВ $[^{32}]$. Тогда в HgTe $q \leq 0.1$, и в дальнейшем этим параметром пренебрегаем.

При $\mathbf{B} \parallel \mathcal{P} \parallel \langle 111 \rangle$ энергии уровней 2_1 и I_0 суть $[^{21}]$

$$\epsilon(2_1) = -3/2(\gamma_1 - \gamma_3) + 1/2 K - x_u', \quad \epsilon(I_0) = -1/2(\gamma_1 - \gamma_3) + 1/2 K - x_u'. \quad (1)$$

При других ориентациях $\mathbf{B} \parallel \mathcal{P}$ в плоскости (110) энергии данных уровней в первом порядке теории возмущений по анизотропии выражаются соотношениями (1) при замене γ_3 на γ' $[^{21}, ^{22}]$. При $\mathbf{B} \parallel \mathcal{P} \parallel \langle 110 \rangle$ $\gamma' = \gamma_2$ и для реальных величин параметров погрешность вычисленной таким способом разности $\Delta_{100} \equiv \epsilon(2_1) - \epsilon(I_0)$ не превышает 1% 2 .

Как показано ранее, переходы $2_1 - I_0$ соответствуют пику ∂ . После вычисления значений $\Delta = \hbar \omega_{LO} / (\hbar e B_0 / m)$ из положений пика ∂ при $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ (22.7 Т) и $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ (17.4 Т) было получено

$$\Delta_{100} = -\gamma_1 + \gamma_2 = 6.5 \pm 0.1, \quad \Delta_{111} = -\gamma_1 + \gamma_3 = 8.4 \pm 0.1, \quad (2)$$

откуда $\gamma_3 - \gamma_2 = 1.9 \pm 0.1$.

Затем для ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$, в которой боковые экстремумы магнитных подзон несут существенны, были построены зависимости положений уровней от K

² Для других ориентаций и других уровней [погрешность может быть значительно выше $[^{22}]$]. Поэтому при расчете всей зонной картины анизотропия учитывалась полностью.

при различных значениях γ_1 и фиксированных соотношениях (2). Далее для различных вариантов идентификации пиков e , \mathcal{K} , α (табл. 2) из указанных выше вычислений построены зависимости γ_1 от K . Истинному набору параметров должна соответствовать точка пересечения трех кривых, полученных для трех указанных пиков. Однако ни в одном из вариантов три кривые в одной точке не пересеклись. Следовательно, один из рассматриваемых пиков связан с переходами на уровень дефекта. Для указанных в табл. 2 вариантов существуют наборы параметров, при которых два пика согласуются с рассчитанными уровнями в ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$. Однако для определенных таким способом параметров при переходе к ориентации $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ расчетные и экспериментальные данные согласуются только для варианта 3 (рис. 5), которому соответствуют параметры $\gamma_1 = -18.3 \pm 0.8$, $\gamma_2 = -11.8 \pm 0.6$, $\gamma_3 = -9.9 \pm 0.5$, $K = -9.1 \pm 0.5$.

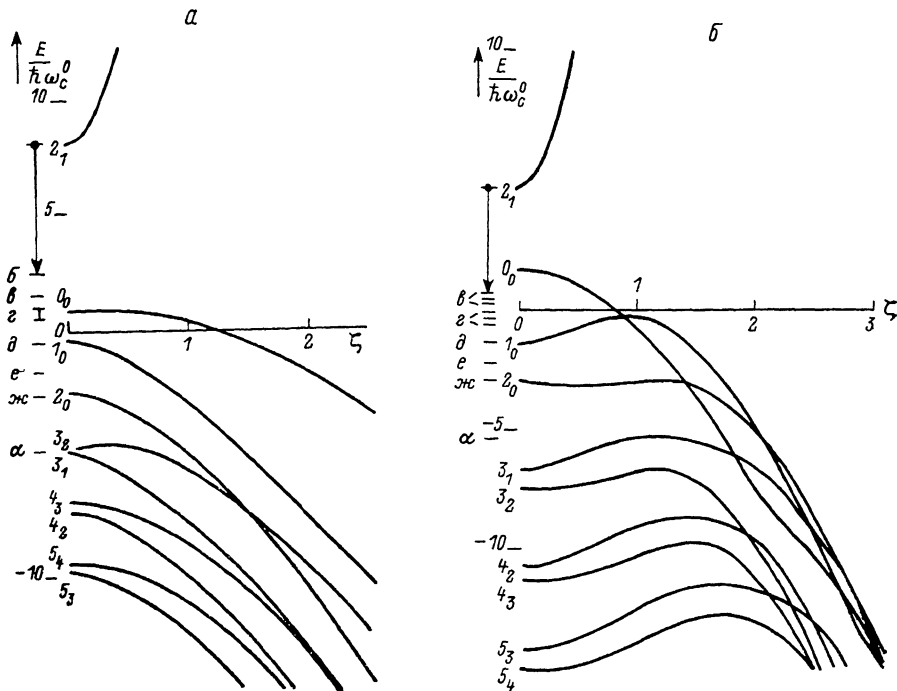


Рис. 5. Зонная структура HgTe в магнитном поле.
Сопоставление с экспериментом. а — $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$, б — $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$.

Результаты расчетов на рис. 2 и 3 также получены для этого набора параметров. При попытках сопоставить с пиками e , \mathcal{K} , α переходы на более глубокие уровни, чем указанные в табл. 2, результаты будут аналогичны вариантам 2, 4, 5, поскольку уровни с номерами больше 3 формируют эквидистантные лестницы.

На рис. 3 проведено сопоставление экспериментально наблюдаемой анизотропии пиков δ , \mathcal{K} , α , z , z' с результатами расчета. Пик α представлен только для направлений $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, поскольку он четко наблюдается только в продольном МС. Точки при промежуточных углах φ получены из исследований поперечного МС.

Уровни 2_1 и 2_0 имеют при $\zeta \equiv k_H \sqrt{\hbar/eB} = 0$ (k_H — проекция волнового вектора на направление магнитного поля) преобладающие вклады в волновую функцию от различных компонент полного момента M_J : $-1/2$ и $1/2$ соответственно. Однако переходы между соответствующими подзонами имеют место, поскольку с ростом ζ резко растет вклад от других компонент M_J . Так, в подзоне 2_0 при $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ удельный вес состояния с $M_J = -1/2$ достигает ~ 0.3 при $\zeta = 0.2$.

Как следует из расчетов (рис. 3), разности энергий между уровнем 2_1 и различными уровнями дырок по-разному зависят от угла φ : для дырочных уровней с малыми и большими квантовыми номерами эта зависимость имеет даже разный знак. На первый взгляд, это кажется несовместимым с экспериментально

наблюдаемой примерно одинаковой анизотропией пиков МФР в HgTe [3]. В настоящей работе данное противоречие снимается тем, что рассматриваются переходы на уровни I_0 и 2_0 — единственную пару уровней, имеющих почти одинаковую анизотропию при $\zeta=0$, а также на имеющий близкую к ним анизотропию боковой экстремум подзоны 3_1 . Все остальные пики связываются с переходами на примесные уровни, отщепленные от уровней I_0 и 2_0 и потому показывающие такую же анизотропию.

Характеризующая анизотропию энергетического спектра величина $\gamma_3 - \gamma_2$ (см. Приложение), определенная в настоящей работе, совпадает в пределах погрешностей с результатами работ [8, 11] и превышает величину 1.5, определенную в [4]. В работе [4] сопоставление расчетных результатов с экспериментальными проводилось при наличии шести независимых неопределенных параметров — четырех параметров Латтинджера и двух значений энергий ТА-фо-

Т а б л и ц а 3
Деформационные потенциалы

Материал	Источник	$D_u' \equiv -\frac{\sqrt{3}}{2} a$, эВ	$D_u \equiv -\frac{3}{2} b$, эВ
HgTe	[36]	4.3	
	[37]	1.8 ± 0.2	1.9 ± 0.6
	[29]		2.3 ± 0.3
	Данная работа	6.9 ± 0.4	2.3 ± 0.2
InSb	[14]	4.1	2.9
Ge	[13]	3.81	3.32
α -Sn	[38]	3.55	3.45

нов. В настоящей же работе величина $\gamma_3 - \gamma_2$ определялась для известной энергии LO-фонона напрямую. Полученная в [12] величина $\gamma_3 - \gamma_2 = 2.2$ завышена из-за плохой применимости при большой анизотропии соотношений типа (1) в ориентации $B \parallel \langle 110 \rangle$. По этой причине параметрам из [12] соответствуют нереальные величины циклотронных масс дырок, а изоэнергетическая поверхность в направлении $\langle 111 \rangle$ имеет разрыв (масса дырок вдоль $\langle 111 \rangle$ меньше нуля). В других работах (табл. 1) из магнитооптических исследований получена малая анизотропия из-за того, что исследовались переходы, малочувствительные к анизотропии спектра. Вычисленные с помощью определенных в настоящей работе параметров величины циклотронных масс дырок близки к соответствующим величинам в Ge [13] и InSb [33]. Анизотропия циклотронных масс дырок и гофрировка изоэнергетической поверхности валентной зоны HgTe больше, чем у Ge и InSb.

Оценки по результатам работ [34, 35] показывают, что в наших экспериментальных условиях существенное влияние на энергетический спектр дырок должны оказывать не учитываемые в теории Латтинджера обменные межэлектронные взаимодействия. При учете этих эффектов из различных вариантов идентификации пиков опять же только вариант 3 (табл. 2) дает правдоподобные результаты. Соответствующий набор параметров в этом случае: $\gamma_1^* = -13.2$, $\gamma_2^* = -8.2$, $\gamma_3^* = -6.5$, $K^* = -5.7$ ($\alpha = 20$ [34]).

По смещению пика $ж$ с давлением (рис. 2) можно определить величины деформационных потенциалов (см. табл. 3, где результаты нашей работы сравниваются с ранее полученными [36, 37, 29] результатами на HgTe, а также Ge, InSb и α -Sn). В [36, 29] величины D_u и D_u' определялись по смещению минимума МС с давлением. Эти результаты могут оказаться неточными, поскольку данный минимум подвержен сильно влиянию примесей. Расхождения наших результатов с данными [37] пока не ясны.

Как следует из рис. 2, б, смещение пика $а$ с давлением не соответствует смещению бокового минимума подзоны 3_1 . Это можно объяснить следующим образом. Данная подзона с ростом давления превращается из подзоны с боковыми экстремумами в параболу. В промежуточном состоянии у подзоны возни-

кает плоский участок, соответствующий большой массе. Тогда от подзоны может отщепиться уровень дефекта, первоначально слитый с ней. Пик α в деформированном образце может быть связан с переходами на этот отщепившийся уровень. Одновременно возрастает интенсивность переходов в \mathcal{E}_1 ($\zeta=0$), с чем может быть связано возникновение пика α' слева от α . Описанному механизму отвечает наблюдаемое с ростом давления слияние пика ϵ , обусловленного переходами на отщепленный от \mathcal{E}_0 уровень дефекта, с пиком \mathcal{J} (переходы в \mathcal{E}_0), что связано с уменьшением массы в подзоне \mathcal{E}_0 . Возникновение пика δ' может быть связано с искажением подзоны θ_0 по мере ее сближения с \mathcal{E}_1 ($\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$) или с \mathcal{E}_2 ($\parallel \mathbf{B} \langle 100 \rangle$). Такие эффекты наблюдались в МФР на дырках в Ge [15, 16] и InSb [17].

В ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathcal{P} \parallel \langle 100 \rangle$ пик δ немного смещается с давлением в большие поля, что может быть связано с дополнительной непараболичностью зон, вызванной влиянием индуцируемых деформацией линейных по k членов [14], зоны Γ_6 , обменного межэлектронного взаимодействия [34].

В заключение автор выражает благодарность Р. В. Парфеньеву и Д. В. Машовцу за предоставление образцов и плодотворные обсуждения результатов, В. Г. Гук за помощь в подготовке эксперимента, И. М. Цидильковскому, Г. И. Харусу, Р. В. Поморцеву за обсуждение результатов работы.

Приложение

Закон дисперсии в валентной зоне Γ_8 [26]

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \gamma_1 - \frac{\hbar^2}{m} \left[\gamma_3^2 k^4 + 3(\gamma_3^2 - \gamma_2^2) \sum_{i=1}^3 k_i^2 k_{i+1}^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{П. 1})$$

Крутизна зависимости $E(k)$ имеет предельные значения при $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$:

$$E(\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} (\gamma_1 - 2\gamma_2), \quad (\text{П. 2})$$

$$E(\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} (\gamma_1 - 2\gamma_3). \quad (\text{П. 3})$$

Отсюда величина гофрировки

$$\frac{k_{111} - k_{100}}{k_{111} + k_{100}} = \frac{\sqrt{\gamma_1 - 2\gamma_2} - \sqrt{\gamma_1 - 2\gamma_3}}{\sqrt{\gamma_1 - 2\gamma_2} + \sqrt{\gamma_1 - 2\gamma_3}}. \quad (\text{П. 4})$$

Максимальное различие энергий дырок на поверхности сферы в k -пространстве

$$\frac{E_{100} - E_{111}}{E_{100} + E_{111}} = \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3} \approx (\gamma_3 - \gamma_2) \frac{m\hbar}{m}, \quad (\text{П. 5})$$

поскольку $m(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3)^{-1} \approx m(\gamma_1 - 2\bar{\gamma})^{-1}$ характеризует некоторую усредненную массу дырок m_k . Подчеркнем, что при прочих равных условиях гофрировка возрастает с ростом массы дырок.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Константинова Н. Н., Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Яскевич И. Н. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4 (10), с. 1572—1582.
- [2] Михеев В. М., Поморцев Р. В. — ЖЭТФ, 1978, т. 75, в. 3 (9), с. 924—934.
- [3] Машовец Д. В., Хасбулатов А. М., Шамшур Д. В., Шахов М. А. — ФТП, 1980, т. 14, в. 11, с. 2205—2213.
- [4] Takita K., Ipposhi T., Masuda K. — Sol. St. Commun., 1984, v. 52, N 12, p. 1021—1024.
- [5] Groves S. H., Brown R. N., Pidgeon C. R. — Phys. Rev., 1967, v. 161, N 3, p. 779—793.
- [6] Guldner J., Rigaux C., Grynberg M., Mycielski A. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 8, p. 3875—3883.
- [7] Uchida S., Tanaka S. — J. Phys. Soc. Japan, 1976, v. 40, N 1, p. 118—127.
- [8] Pastor K., Grynberg M., Coulter Y. — In: Proc. 3 Int. Conf. Phys. Narrow Gap Semicond. Warsaw, 1977, p. 97—101.
- [9] Shimizu K., Narita S., Nisida Y., Ivanov-Omskii V. I. — Sol. St. Commun., 1979, v. 32, N 4, p. 327—330.
- [10] Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Эфрос Ал. Л. — ФТП, 1979, т. 21, в. 4, с. 1084—1090.

- [11] Stepniewskii R., Pastor K., Grynberg M. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1980, v. 13, N 31, p. 5783—5799.
- [12] Tanaka S., Takeyama S., Miura N., Uchida S. — J. Phys. Soc. Japan, 1987, v. 56, N 2, p. 788—793.
- [13] Hensel J. C., Suzuki K. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 10, p. 4219—4257.
- [14] Ranvaud R., Trebin H.-R., Rössler U., Pollak F. H. — Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 2, p. 701—715.
- [15] Якунин М. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1616—1623.
- [16] Якунин М. В. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 393—399.
- [17] Якунин М. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 1931—1938.
- [18] Boars J., Sorger F. — Sol. St. Commun., 1972, v. 10, N 9, p. 875—878.
- [19] Парфеньев Р. В., Харус Г. И., Цидильковский И. М., Шалыт С. С. — УФН, 1974, т. 112, в. 1, с. 3—36.
- [20] Aoki K., Anastassakis E., Cardona M. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 2, p. 681—687.
- [21] Luttinger J. M. — Phys. Rev., 1956, v. 102, N 4, p. 1030—1041.
- [22] Якунин М. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 969—975.
- [23] Якунин М. В. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 384—392.
- [24] Alper T., Saunders G. A. — J. Phys. Chem. Sol., 1967, v. 28, N 9, p. 1637—1642.
- [25] Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Хасбулатов А. М. — ФТП, 1981, т. 15, в. 2, с. 327—330.
- [26] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушянина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [27] Takita K., Uchino T., Gochou T., Masuda K. — Sol. St. Commun., 1987, v. 61, N 9, p. 535—538.
- [28] Yoshizaki R., Tanaka S. — Sol. St. Commun., 1976, v. 20, N 9, p. 909—912.
- [29] Takita K., Onabe K., Tanaka S. — Phys. St. Sol. (b), 1979, v. 92, N 1, p. 297—306.
- [30] Hensel J. C., Suzuki K. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, N 16, p. 838—840.
- [31] Littler C. L., Seiler D. G., Kaplan R., Wagner R. J. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 12, p. 7473—7488.
- [32] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М., 1978. 328 с.
- [33] Якунин М. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1413—1418.
- [34] Гельмонт Б. Л. — ФТП, 1975, т. 9, в. 10, с. 1912—1919.
- [35] Гельмонт Б. Л., Эфрос Ал. Л. — ФТП, 1977, т. 11, в. 8, с. 1487—1492.
- [36] Takita K., Tanimura N., Tanaka S. — In: Proc. 12 Int. Conf. Phys. Semicond. Stuttgart, 1974, p. 1152—1156.
- [37] Yoshizaki R., Tanaka S. — J. Phys. Soc. Japan., 1977, v. 42, N 5, p. 1601—1608.
- [38] Roman R. J., Ewald A. W. — Phys. Rev. B, 1972, v. 5, N 10, p. 3914—3932.

Институт физики металлов
УИЦ АН СССР
Свердловск

Получена 17.12.1987
Принята к печати 18.03.1988