

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В БЕСЩЕЛЕВОМ p -HgMnTe

Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л.,
Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М.

В бесщелевом разбавленном магнитном полупроводнике p -Hg_{1-x}Mn_xTe с $x=0.01 \div 0.055$ и $N_A - N_D = (8 \div 40) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ экспериментально исследованы зависимости коэффициента Холла при $H=100 \text{ Э}$ и удельного сопротивления при $H \leq 50 \text{ кЭ}$ в условиях одноосного сжатия $\chi \leq 1.5 \text{ кбар}$ при $1.8 \div 77 \text{ К}$. Анализ экспериментальных результатов показал, что основные особенности гальваномагнитных эффектов связаны с перестройкой энергетического спектра бесщелевого HgMnTe при одноосной деформации: образованием запрещенной зоны и необычной зависимостью ее ширины от магнитного поля. Из анализа зависимостей $\rho(H, \chi)$ определено значение константы, описывающей расщепление зоны Γ_3 при деформации.

Влияние одноосной деформации на свойства бесщелевых полупроводников типа p -HgCdTe исследовалось в [1-3], где показано, что одноосное сжатие приводит к радикальной перестройке энергетического спектра свободных и локализованных состояний и, как следствие, к необычным зависимостям кинетических коэффициентов от магнитного поля и температуры. Разбавленные магнитные полупроводники HgMnTe в отсутствие магнитного поля являются аналогом HgCdTe. Однако во внешнем магнитном поле вследствие обменного взаимодействия зонных носителей заряда с ионами марганца, имеющими незаполненную $3d$ -оболочку, энергетический спектр HgMnTe существенно отличается от спектра HgCdTe. В настоящей работе представлены результаты исследования гальваномагнитных эффектов в бесщелевом p -HgMnTe в условиях одноосной деформации, позволяющие получить дополнительную информацию о вкладе обменного взаимодействия в энергетический спектр. Исследование влияния одноосной деформации на свойства бесщелевых полупроводников представляет самостоятельный интерес, поскольку понижение симметрии в этом случае приводит к образованию фактически нового материала.

№ образца	$\frac{m_n}{m_0}$	$(x \cdot 100 \%)^*$	$n \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$ ($T = 4.2 \text{ К}$)	$(N_A - N_D) \times 10^{-15} \text{ см}^{-3}$	$\left(\frac{\Delta H}{\Delta \gamma}\right)_{\text{эксп}}$ кЭ/кбар ($T = 1.8 \text{ К}$)	$\frac{ \rho }{\chi}$, мэВ/кбар
1	0.0135	2.5	2.8	20	8.8	1.7
2	0.0065	5.0	0.35	40	5.6	2.0
3	0.022	1.1	3.1	8	14.0	2.0
4	0.022	1.1	3.1	8	9.0	1.4
5	0.008	4.5	0.72	10	6.0	1.8
6	0.005	5.5	1.6	30	—	—

Примечание. * Определено по зависимости $\epsilon_g(x)$ [4]. Величина ϵ_g вычислялась из соотношения $m_n = (2E_p/3\epsilon_g)^{-1}m_0$ при $E_p = 17.8 \text{ эВ}$ [5].

В работе проведены исследования коэффициента Холла R в магнитном поле $H=100$ Э и удельного сопротивления ρ при $H \leq 50$ кЭ, $1.8 \div 77$ К и одноосном давлении $\chi \leq 1.5$ кбар. Давление прикладывалось вдоль длинной оси образцов, имеющих форму параллелепипеда с характерными размерами $0.5 \times 0.5 \times 6$ мм. Магнитосопротивление измерялось в ориентации $j \parallel \chi \parallel H$, коэффициент Холла — при $j \parallel \chi \perp H$. Все наблюдаемые нами изменения R и ρ были обратимыми по давлению, что свидетельствует об упругости деформации. К сожалению, мы не имели возможности вырезать образцы вдоль симметричных кристаллографических направлений. Однако, как будет показано далее, различие в ориентации образцов не приводит к качественным различиям в зависимостях $\rho(\chi, H)$.

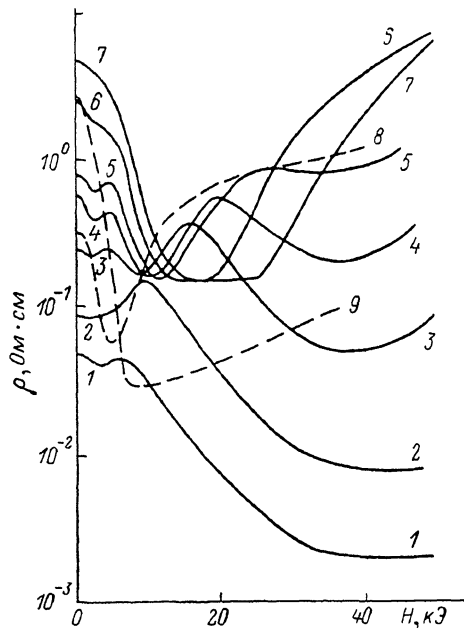


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления от магнитного поля для образца 1 (сплошные линии) и образца p -HgCdTe 3 из работы [3] (штриховые) при разных давлениях.

χ , кбар: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 0.6, 5 — 0.7, 6 — 0.9, 7 — 1.1, 8 — 1.0, 9 — 1.36. $T = 1.8$ К.

Полевые зависимости удельного сопротивления для образцов 1—5 аналогичны. На рис. 1 приведены зависимости $\rho(H)$ при различных давлениях для образца 1 ($T=1.8$ К). Как видно из рисунка, одноосное давление радикальным образом изменяет характер зависимостей. В отсутствие деформации ρ сильно (примерно в 20 раз для образца 1 и несколько меньше для образцов 3—5) падает с ростом магнитного поля. При приложении одноосного давления $\chi \leq 0.7$ кбар участок убывания $\rho(H)$ смещается в область больших магнитных полей. При давлениях $\chi \geq 0.5$ кбар в области $H \approx 10 \div 20$ кЭ на зависимостях $\rho(H)$ появляется глубокий минимум, который уширяется с ростом χ и смещается в большие магнитные поля. На том же рисунке для сравнения приведена зависимость $\rho(H)$ для одноосно деформированного p -Hg_{0.86}Cd_{0.14}Te из работы [3]. Видно, что в этих материалах давление влияет на магнитосопротивление по-разному. В частности, в p -HgMnTe в больших магнитных полях ρ увеличивается с ростом χ , тогда как в p -HgCdTe уменьшается.

Очевидно, что столь сильные изменения магнитосопротивления под действием одноосной деформации, в первую очередь, связаны с перестройкой энергетического спектра.

Известно, что энергетический спектр Hg_{1-x}Mn_xTe в отсутствие внешнего магнитного поля аналогичен спектру немагнитных материалов Hg_{1-x}Cd_xTe, т. е. при малых значениях x (< 0.07) валентная зона и зона проводимости вырождены при $k=0$. В этом случае акцепторный уровень оказывается на фоне непрерывного спектра зоны проводимости, так что в полупроводнике p -типа

при низких температурах и ненулевой степени компенсации $\left(N_D > \int_0^{\epsilon_A} g(\epsilon) f_0(\epsilon) d\epsilon \right)$

где $g(\epsilon)$ — плотность состояний в зоне проводимости, ϵ_A — энергия ионизации акцептора) уровень Ферми фиксирован в акцепторной зоне, и явления переноса определяются электронами зоны проводимости, т. е. $\sigma_0 = en\mu$, $R = (en)^{-1}$. Таким образом, при $H=0$ действие одноосной деформации на энергетические спектры HgMnTe и HgCdTe должно быть одинаковым. В HgCdTe одноосное сжатие приводит к образованию запрещенной зоны (рис. 2, а), увеличивающейся с ростом χ [3]. Вследствие этого происходит уменьшение энергии Ферми, отсчитанной от дна зоны проводимости, уменьшение концентрации

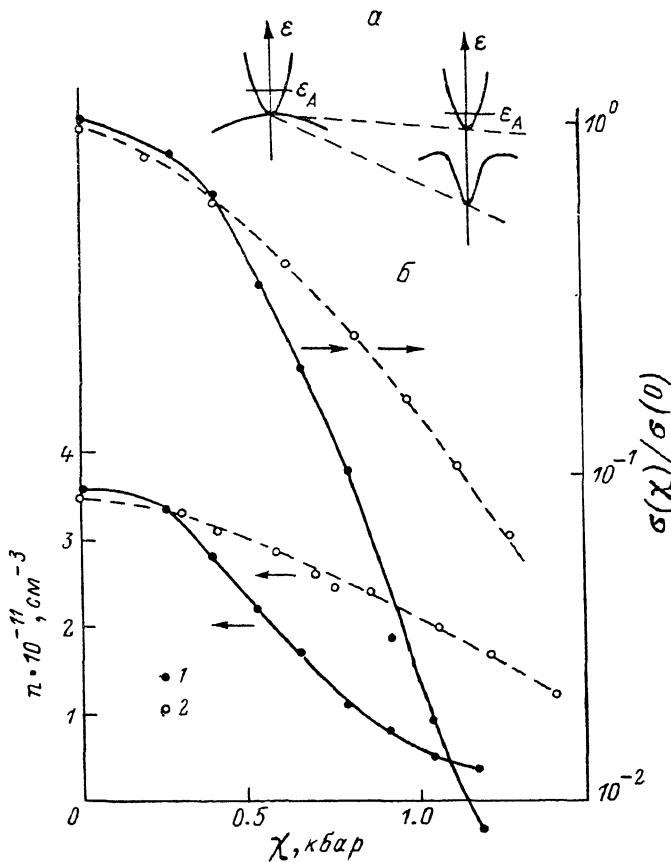


Рис. 2. Перестройка энергетического спектра бесщелевого полупроводника типа HgCdTe, HgMnTe (а), зависимости концентрации электронов $n=(eR)^{-1}$ и проводимости (б) при $H=0$ от величины одноосного сжатия.

1 — p -HgMnTe (образец 2), 2 — HgCdTe (образец 2 из [3]).

электронов, их подвижности¹ и, следовательно, рост ρ_0 , R с увеличением давления. Как видно из рис. 2, б, поведение $n(\chi)$ и $\sigma_0(\chi)$ в исследованных нами образцах p -HgMnTe качественно согласуется с зависимостями, полученными для p -HgCdTe [3].

Для количественного описания наблюдаемых эффектов необходимо знать энергетический спектр свободных носителей заряда, который, вообще говоря, зависит от ориентации χ и \mathbf{H} относительно кристаллографических направлений. Однако основные особенности поведения гальваномагнитных эффектов в HgMnTe, как и в HgCdTe [3], одинаковы для разных образцов с произволь-

¹ При низких температурах основным механизмом рассеяния является рассеяние на ионизированной примеси, поэтому при вырожденном распределении электронов в зоне проводимости $\mu \sim \epsilon_A^{3/2}$.

ной ориентацией. Для анализа экспериментальных результатов, как и в [3], мы будем пользоваться расчетами, проведенными для наиболее простой ситуации $H \parallel \chi \parallel [001]$, а также пренебрежем анизотропией спектра, связанной с влиянием удаленных зон. В этом случае перестройка спектра при одноосной деформации будет описываться одной константой $P = \frac{1}{4}b(S_{11} - S_{12})\chi$, где S_{ij} — компоненты тензора упругой податливости, b — константа деформационного потенциала. Мы понимаем, что такой подход является достаточно грубым, однако, как будет видно далее, в этом приближении удастся не только понять качественно основные экспериментальные результаты, но и описать количественно часть из них. Для HgCdTe величина P была определена по температурной зависимости концентрации собственных электронов при больших сжатиях и составила ~ -1.5 [мэВ/кбар] χ [3]. К сожалению, исследованные образцы HgMnTe имели сравнительно высокие концентрации акцепторов (см. таблицу), что не позволило нам определить таким способом значение P с удовлетворительной точностью.

Рассмотрим влияние одноосной деформации на энергетический спектр HgMnTe в магнитном поле. Как уже отмечалось, спектр разбавленного магнитного полупроводника при $H \neq 0$ отличается от спектра HgCdTe, что связано с вкладом обменного взаимодействия носителей заряда с ионами марганца. Учет этого взаимодействия может быть произведен в рамках модифицированной модели Пиджина—Брауна [8]. Влияние одноосной деформации в этом случае, как и для HgCdTe [3], можно учесть при добавлении к гамильтониану $D_{\text{ПВ}}$ размерностью 6×6 , описывающему зоны Γ_6 и Γ_8 [в нашем случае $\epsilon, \epsilon_g \ll \Delta$, $\Delta = \epsilon(\Gamma_8) - \epsilon(\Gamma_7)$, и поэтому влиянием зоны Γ_7 можно пренебречь], члена D_{χ} имеющего при $H \parallel \chi \parallel 0z \parallel [001]$ диагональный вид:

$$D = D_{\text{ПВ}} + D_{\chi}, \quad D_{\chi} = \begin{pmatrix} 5P + \delta\epsilon_g & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & 5P + \delta\epsilon_g & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & 9P & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & \cdot & P & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & P & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 9P \end{pmatrix},$$

где $\delta\epsilon_g$ — изменение расстояния между зонами Γ_6 и Γ_8 при деформации. В [3] показано, что для HgCdTe $\delta\epsilon_g < 4$ [мэВ/кбар] χ . Если считать, что в HgMnTe $\delta\epsilon_g$ имеет близкое значение, то в нашем интервале давлений для всех исследованных образцов $(\delta\epsilon_g/\epsilon_g) \ll 1$. Поэтому при расчетах изменение $\epsilon_g(\chi)$ не учитывалось.

Зависимость энергии уровней Ландау при $k_z = 0$ от магнитного поля при различных значениях P для HgMnTe и HgCdTe приведена на рис. 3.² Как видно, в отсутствие деформации спектры этих материалов существенно различны: если в HgCdTe, начиная с самых малых магнитных полей, открывается запрещенная зона, то в HgMnTe верхний уровень Ландау валентной зоны b_{-1} оказывается выше по энергии, чем нижний уровень Ландау зоны проводимости a_0 . Такая особенность поведения уровней Ландау в HgMnTe, как показано в [7, 9], приводит к уменьшению продольного сопротивления с ростом магнитного поля за счет увеличения концентрации свободных электронов.

Одноосная деформация радикально меняет поведение уровней Ландау в магнитном поле как в HgCdTe, так и в HgMnTe. В слабых магнитных полях образованная при деформации запрещенная зона δ в обоих случаях слабо зависит от H до тех пор, пока при $H = H_0$ основным уровнем в валентной зоне не становится уровень b_0 , после чего δ быстро уменьшается с ростом поля, исчезая при $H = H_1$ (рис. 3). В этом поле уровень b_0 пересекает уровень зоны проводимости a_{-1} , они меняют знак эффективной массы $(1/\hbar^2)(\partial^2\epsilon/\partial k_z^2)^{-1}$ (т. е. b_0 становится нижним уровнем зоны проводимости, а a_{-1} — верхним уровнем

² Анализ зависимостей $\epsilon_N(k_z)$ показывает, что закон дисперсии основных уровней Ландау валентной зоны и зоны проводимости имеет один экстремум, т. е. поведение уровней в магнитном поле при $k_z = 0$ правильно отражает изменение ширины запрещенной зоны.

валентной зоны), и при $H > H_1$ запрещенная зона возникает снова. Различие в величинах H_1 для HgMnTe и HgCdTe связано с влиянием обменного взаимодействия.

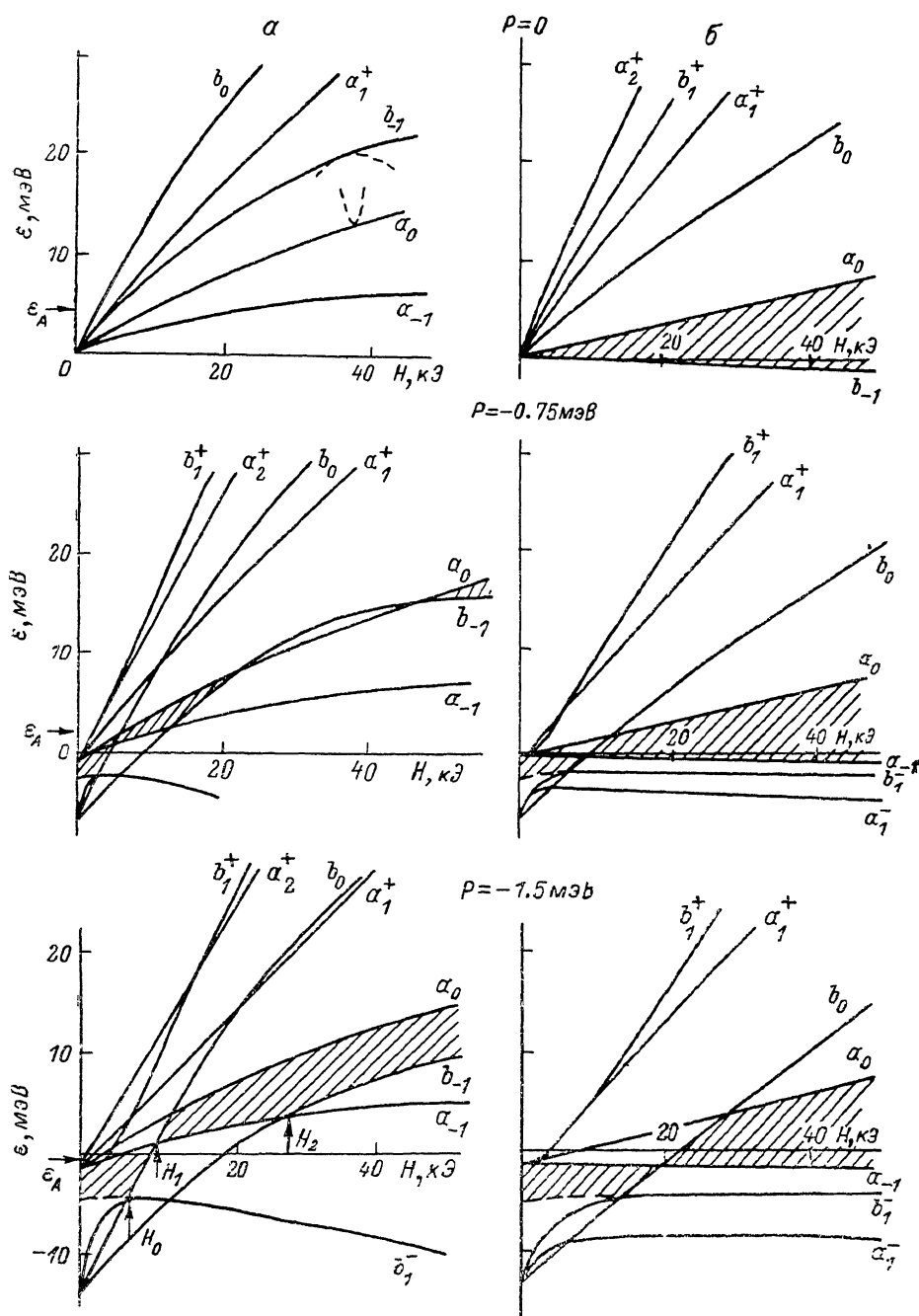


Рис. 3. Положение уровней Ландау в HgMnTe (а) и HgCdTe (б) с $\epsilon_p = -145$ мэВ при $H \parallel \chi$.

Заштрихованные области — запрещенная зона. Пунктиром схематично показана зависимость $\epsilon_A(H)$ уровней Ландау b_{-1} и α_0 . В расчетах использованы параметры для HgMnTe: $E_p = 17.8$ эВ, $\gamma_1 = 2$, $\gamma = k = 0$, $T = 1.8$ К, $T_0 = 3.6$ К, $S_0 = 1.6$, $\alpha = 0.025$; для HgCdTe: $E_p = 17.8$ эВ, $\gamma_1 = 2$, $\gamma = k = 0$.

Таким образом, сильное уменьшение $\rho(H)$ при $H = 10 \div 20$ кЭ и $\chi \geq 0.5$ кбар (рис. 1) в p -HgMnTe имеет ту же природу, что и в p -HgCdTe, и связано с исчезновением запрещенной зоны и попаданием уровня Ферми в область разрешенных состояний, т. е. с пересечением акцепторного уровня, который при боль-

ших χ и $H=0$ оказывается в запрещенной зоне, с уровнем валентной зоны b_0 . Зная положение участка резкого падения $\rho(H)$, можно в принципе определить величину P , описывающую влияние деформации на спектр. Однако, как видно из рис. 4, а, ширина этого участка оказывается достаточно большой, поэтому неясно, какое значение ρ соответствует пересечению уровней. Поэтому величину P мы определили не по положению, а по скорости смещения участка резкого уменьшения $\rho(H)$ в магнитном поле при изменении χ , не зависящем от значения ρ , при котором она определялась (рис. 4, б). Экспериментальные значения скорости смещения $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{эксп}}$ для исследованных образцов при 1.8 К приведены в таблице. Теоретическое значение $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{теор}}$ можно определить, предположив, что расстояние от акцепторного уровня до потолка валентной

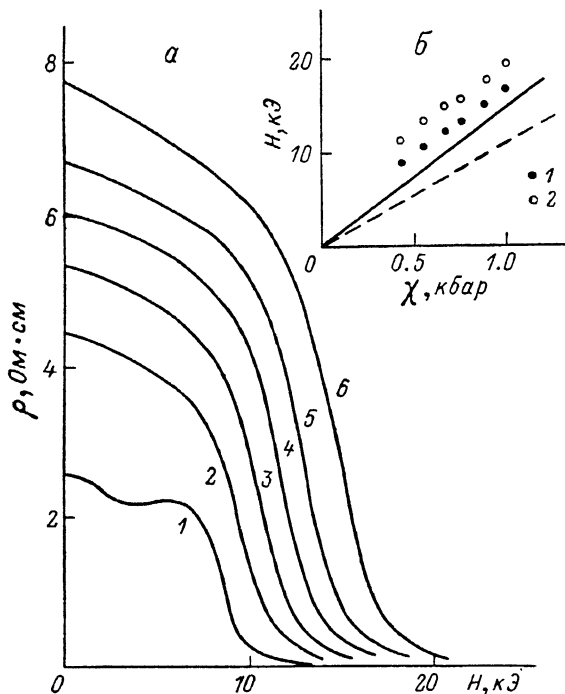


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления от магнитного поля для образца 3 (а), зависимость величины магнитного поля, в котором ρ достигает значений 1 (1) и 0.2 Ом·см (2), от одноосного давления (образец 3) (б).

а) $T=1.8$ К при χ , кбар: 1 — 0.44, 2 — 0.55, 3 — 0.66, 4 — 0.77, 5 — 0.88, 6 — 1.0; б) теоретически рассчитанная зависимость $H_0(\chi)$ при P/χ , мэВ/кбар: сплошная линия — 2, штриховая — 1.5.

зоны при $H=0$ слабо зависит от χ , его положение вплоть до пересечения с уровнем b_0 не зависит от магнитного поля. В этом приближении $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{теор}}$ будет совпадать со скоростью сдвига $H_0(\chi)$ (рис. 3): $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{теор}}=(\Delta H_0/\Delta\chi)$. Как показывают расчеты спектра HgMnTe с использованием параметров, приведенных в таблице, и $N_0\beta=1.4$, $N_0\alpha=-0.35$ эВ [5], S_0 , T_0 , полученных интерполяцией результатов [10, 11], $\gamma_1=2$, $\gamma=k=0$, $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{теор}}$ согласуется с $(\Delta H/\Delta\chi)_{\text{эксп}}$ при $P=-(1.7\pm 0.3)$ [мэВ/кбар] χ (см. таблицу).³ Имеющийся разброс в величинах P , на наш взгляд, может быть связан как с неточностью определения параметров образцов, так и с различной ориентацией χ и \mathbf{H} относительно кристаллографических направлений.

Рассмотрим влияние одноосной деформации на удельное сопротивление в больших магнитных полях ($H > 15\div 20$ кЭ). При $\chi=0$ сопротивление образцов 1—5 в магнитном поле определяется электронами зоны проводимости, ков-

³ Описанный способ определения P был проверен нами на образцах p -HgCdTe, исследованных в [3]. Значение P , полученное при этом, совпадает с величиной, определенной из анализа температурных зависимостей концентрации собственных электронов при $H=0$.

центрация которых увеличивается с ростом H за счет перекрытия зон. Одноосная деформация, расщепляя зону Γ_8 в нулевом магнитном поле, уменьшает перекрытие зон при $H \neq 0$, что при фиксированном значении H приводит к уменьшению концентрации электронов и росту ρ (χ). Поскольку вклад обменного взаимодействия уменьшается с ростом температуры, величина перекрытия при фиксированных χ и H также должна уменьшаться с ростом T . Это согласуется с увеличением сопротивления ρ (T) в области магнитных полей, соответствующих перекрытию зон (рис. 5, $H > 25$ кЭ). Как показал анализ экспериментальных результатов, падение σ (χ) $\sim \rho^{-1}$ (χ) при $H = 20 \div 50$ кЭ и $\chi \leq 0.3 \div 0.4$ кбар для образцов 1—5 происходит по степенному закону σ (χ) $\sim (\chi^* - \chi)^x$ с показателем степени $\alpha = 1.5 \div 2.0$ для разных образцов (рис. 6, а). Экстраполируя зависимость $\sigma^{1/\alpha}$ (χ) к $\sigma = 0$, можно определить значение χ^* , соответствующее давлению, при котором исчезает перекрытие зон. Определенные таким способом значения χ^* (H) неплохо согласуются с результатами теоретических расчетов, проделанных при $P = -1.7$ [мэВ/кбар] χ (рис. 6, б).

В этой модели понятна слабая зависимость ρ (χ) при $H \neq 0$ в образце 6: ρ при $H = 45$ кЭ увеличивается всего в 2 раза при увеличении давления от 0 до 0.6 кбар, тогда как в образце 1 — почти на 2 порядка. Как видно из анализа гальваномагнитных эффектов и расчета уровней Ландау [7], в образце 6 перекрытие зон в магнитном поле отсутствует даже при $\chi = 0$, и проводимость при $H > 20$ кЭ определяется свободными дырками валентной зоны, структура потолка которой в этих полях при $\chi \leq 0.5$ кбар слабо меняется с деформацией.

Обсудим теперь природу увеличения ρ (H), наблюдавшегося при $\chi > 0.5$ кбар после сильного уменьшения сопротивления при $H = 10 \div 20$ кЭ (рис. 1). При $H_1 < H < H_2$ (рис. 3) основным уровнем Ландау валентной зоны является уровень a_{-1} , имеющий малое значение продольной эффективной массы. В поле $H = H_2$ верхним уровнем становится уровень b_{-1} с эффективной массой $m \approx 0.5m_0$, причем H_2 растет с увеличением χ . Таким образом, при $H = H_2$ эффективная масса носителей заряда у потолка валентной зоны сильно увеличивается, что и приводит к росту ρ (H). Такая интерпретация подтверждается температурной зависимостью ρ (H) в этих полях: участок возрастания сопротивления смещается в большие H с ростом температуры (рис. 5, $H \leq 25$ кЭ). Теоретически зависимость H_2 (T) можно найти, приравняв энергии уровней a_{-1} и b_{-1} (рис. 3):

$$\begin{aligned} \epsilon_{a_{-1}} &= \frac{1}{6} N_0 \beta S_0 x B_{3/2} [g \mu_B H / k_B (T + T_0)] + P - \hbar \omega_0 [1/2 (\gamma_1 - \gamma) - 1/2 k], \\ \epsilon_{b_{-1}} &= \frac{1}{2} N_0 \beta S_0 x B_{3/2} [g \mu_B H / k_B (T + T_0)] + 9P - \hbar \omega_0 [1/2 (\gamma_1 + \gamma) - 3/2 k], \end{aligned}$$

где $B_{3/2}(z)$ — функция Бриллюэна. Рассчитанные значения поля H_2 при разных T отмечены на рис. 5 стрелками. Видно, что зависимость H_2 (T) согласуется с экспериментальными результатами.

Мы хотели бы обратить внимание на особенности зависимостей удельного сопротивления и концентрации электронов $n = (eR)^{-1}$ в p -HgMnTe от одноосной деформации при $H = 0$. Как видно из рис. 2, б, качественно зависимости n (χ) и σ_0 (χ), наблюдаемые в HgCdTe и HgMnTe, аналогичны. Однако, несмотря на близкие значения константы P в этих материалах, уменьшение n (χ) и σ_0 (χ) в HgMnTe происходит примерно в 2 раза быстрее, что свидетельствует о более быстром приближении уровня Ферми, фиксированного на акцепторе, к дну зоны проводимости. Оценки показывают, что наблюдаемые изменения можно описать, предположив, что энергия ионизации акцепторов в HgMnTe не меняется (а для

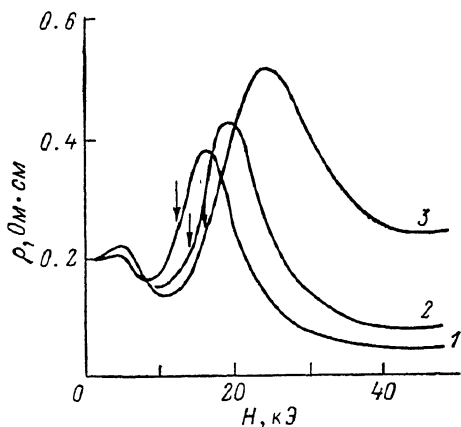


Рис. 5. Зависимость ρ (H) при $\chi = 0.5$ кбар для образца 1 при разных температурах. T , К: 1 — 2.5, 2 — 3.0, 3 — 4.2. Стрелками показаны значения H_2 , рассчитанные по формулам, приведенным в тексте.

некоторых образцов даже уменьшается) с ростом деформации, тогда как в HgCdTe ϵ_A возрастает с увеличением χ [3]. Такое поведение $\epsilon_A(\chi)$ в HgMnTe, возможно, связано с вкладом обменного взаимодействия в энергию локализованных состояний.

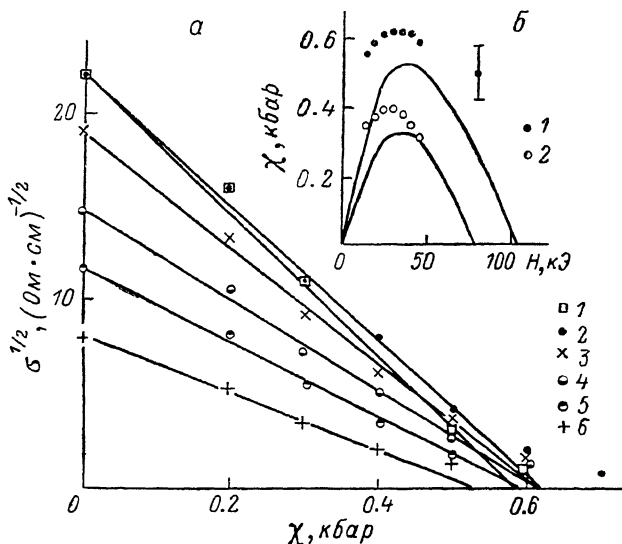


Рис. 6. Зависимости $\sigma^{1/2}(\chi)$ для образца 1 (а) и давления, при котором снимается перекрытие валентной зоны и зоны проводимости, от величины магнитного поля (б).

а) H , кГ: 1 — 50, 2 — 40, 3 — 30, 4 — 25, 5 — 20, 6 — 15; $T=1.8$ К; б) образцы: 1 — 1, 2 — 5; $T=1.8$ К. Сплошные кривые — расчет в модели Пиджина—Брауна с учетом обменного взаимодействия и одноосной деформации.

Таким образом, основные особенности гальваномагнитных явлений, наблюдаемые в бесцелевом p -HgMnTe при одноосном давлении $\chi \parallel H \parallel j$, обусловлены перестройкой энергетического спектра разбавленного магнитного полупроводника и находят свое объяснение в модифицированной с учетом одноосной деформации и обменного взаимодействия изотропной модели Пиджина—Брауна.

Л и т е р а т у р а

- [1] Takita K., Onabe K., Tanaka S. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 92. N 1. P. 297—306.
- [2] Гасан-заде С. Г., Ромака В. А., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2066—2071.
- [3] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 8. С. 242—254.
- [4] Furdyna J. K. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 1. P. 220—228.
- [5] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 10. С. 2943—2950.
- [6] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. В. 3. С. 1073—1084.
- [7] Германенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 80—89.
- [8] Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mycielski J., Mycielski A. // J. Phys. 1978. V. 39. N 1. P. 87—98.
- [9] Sandauer A. M., Byszewski P. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 109. N 1. P. 167—171.
- [10] Dobrowolski W., von Orteberg M., Sandauer A. M., Galazka R. R., Mycielski A., Pauthenet R. // Proc. IV Int. Conf. Narrow Gap Semicond. Berlin, 1982. P. 302—306.
- [11] Bastard G., Lewiner C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 8. P. 1469—1479.

Уральский государственный университет им. А. М. Горького Свердловск

Получена 1.03.1988
Принята к печати 2.09.1988