

МАГНИТНОЕ ВЫМОРЯЖИВАНИЕ ДЫРОК В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ p -InSb

Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э.

Исследованы магнитополевые ($H \leq 60$ кЭ) и температурные ($T = 1.7 \div 77$ К) зависимости коэффициента Холла (R) в одноосно деформированном p -InSb с концентрацией акцепторов $N_A \approx 10^{14} \div 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при давлениях $\chi \leq 4.5$ кбар. Показано, что в одноосно деформированном p -InSb магнитное поле, сжимая волновые функции, приводит к росту энергии ионизации акцептора. При этом в материалах с $N_A > 10^{15}$ см $^{-3}$ при больших сжатиях, когда образец находится на металлической стороне перехода полупроводник—металл, магнитное поле приводит к обратному переходу в полупроводниковое состояние, когда $N_A a^3 \approx 0.025 \div 0.032$. Наблюдаемые изменения $\epsilon_A(H, \chi)$ свидетельствуют о том, что основное состояние акцептора в одноосно деформированном InSb является мелким.

Влияние одноосной деформации на энергетический спектр алмазоподобных полупроводников с вырожденной валентной зоной изучалось в [1], где показано, что одноосное сжатие, понижая симметрию кристалла, приводит к расщеплению зон. При этом верхняя из расщепившихся зон при малых энергиях становится анизотропной и имеет эффективные массы $m_{\parallel} = (\gamma_1 + 2\bar{\gamma})^{-1} m_0$ и $m_{\perp} = (\gamma_1 - \bar{\gamma})^{-1} m_0$ в направлении, параллельном и перпендикулярном направлению сжатия. При использовании параметров Латтинжера γ_1 и $\bar{\gamma} = (\gamma_2 + \gamma_3)/2$ для InSb из [2] $m_{\parallel} = m_l = 0.0144 m_0$, а $m_{\perp} \approx 3.5 m_l = 0.05 m_0$, где m_l — масса легкой дырки, m_0 — масса свободного электрона. Столь сильная перестройка энергетического спектра валентной зоны при одноосном сжатии приводит и к перестройке спектра мелких акцепторных состояний. Влияние одноосной деформации на энергетический спектр свободных и локализованных состояний в p -InSb экспериментально исследовалось в [3]. Авторы показали, что одноосное сжатие приводит к росту объема волновой функции и уменьшению энергии ионизации акцептора, а в достаточно легированных материалах (с концентрацией акцепторов выше 10^{15} см $^{-3}$) и к переходу Мотта. Полученные в [3] результаты непротиворечиво объясняются в предположении, что на диэлектрической стороне перехода Мотта в одноосно деформированных кристаллах p -InSb основное состояние акцептора является мелким, т. е. отщепляется от потолка валентной зоны. Характерные размеры волновой функции такого акцептора в области предельных деформаций (что для InSb соответствует давлению $\chi \geq 4.5$ кбар [3]) могут быть легко оценены [1]: $a_{\parallel} \approx 400$ и $a_{\perp} \approx 200$ Å. Очевидно, что примесный центр с такими размерами должен быть очень чувствительным к внешнему магнитному полю, поскольку уже при $H > 15$ кЭ магнитная длина L становится меньше a_{\parallel} , a_{\perp} .

В настоящей работе, являющейся продолжением [3], приводятся результаты исследования магнитополевых зависимостей эффекта Холла в одноосно деформированном p -InSb. Измерения проводились в магнитных полях до 60 кЭ в интервале температур $1.7 \div 77$ К при давлениях до 4.5 кбар в ориентации $\mathbf{j} \parallel \chi \parallel [110] \perp \mathbf{H}$. Все исследованные образцы были легированы Ge, разность концентраций акцепторов и доноров и степень компенсации $k = N_D/N_A$ (см. таблицу), так же как и в [3], определялись по температурным зависимостям концентрации дырок.

№ образца	$N_A - N_D, \text{ см}^{-3}$	$k = \frac{N_D}{N_A}$	$\chi_c, \text{ кбар}$	$\chi = 4 \text{ кбар}$			
				$H_c, \text{ кЭ}$	$\delta, \text{ мэВ}$	δ/ϵ_A^0	$N a_{\perp}^{*2} a_{\parallel}^*$
1	$7.0 \cdot 10^{13}$	0.8	—	—	—	—	—
2	$2.5 \cdot 10^{15}$	0.3	3.5	3	1.2	0.6	0.052
3	$4.5 \cdot 10^{15}$	0.2	3.2	10	3.0	1.5	0.031
4	$8.0 \cdot 10^{15}$	0.3	3.0	20	4.7	2.35	0.029
5	$1.9 \cdot 10^{16}$	0.1	2.1	60	—	—	—

1. Энергия ионизации акцепторов в магнитном поле при одноосной деформации. Рассмотрим результаты, полученные на образце 1 с наименьшей концентрацией акцепторов. Анализ температурных зависимостей эффекта Холла, проделанный нами в [3], показал, что в этом образце сжатие приводит к уменьшению энергии ионизации акцептора ϵ_A от ≈ 7 мэВ при $\chi=0$ до 1.5 мэВ при $\chi=5$ кбар, что оказывается близким к теоретическому значению, соответствующему предельной деформации, $\epsilon_A^\infty = 1.45$ мэВ. При этом параметр легирования $N_A a_\infty^3 \approx 0.007 < 0.02$ во всем интервале давлений, т. е. образец находится на диэлектрической стороне перехода Мотта.

Характерная зависимость коэффициента Холла от магнитного поля при $\chi \neq 0$ показана на рис. 1, из которого видно, что R растет с увеличением H . При более низких давлениях рост R становится менее выраженным и исчезает при $\chi=0$. При этом температурные зависимости R при постоянных χ и H являются активационными с энергией активации, увеличивающейся в магнитном поле (рис. 2), что свидетельствует об увеличении с полем энергии ионизации

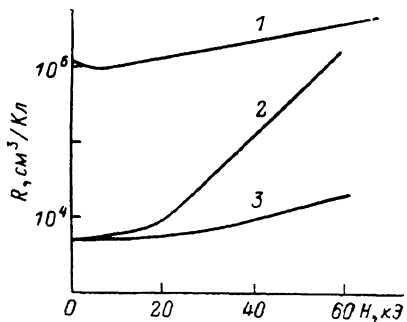


Рис. 1. Полевые зависимости коэффициента Холла для образцов 1 (1) и 3 (2, 3) при $\chi=4$ кбар.
T, К: 1, 3 — 10, 2 — 6.0.

акцептора. Отклонение зависимости $R(T)$ от экспоненциальной при низких температурах связано, по-видимому, с переходом к проводимости по примесной зоне, которая в этой работе не обсуждается. Зависимость $\epsilon_A(H)$ при фиксированном значении χ можно получить из сравнения экспериментальных температурных зависимостей $p = [eR]^{-1}$ с рассчитанными теоретически из уравнения электронной плотности $N_{\bar{a}} = p + N_D$, где $N_{\bar{a}}$, N_D — концентрации ионизованных акцепторов и доноров соответственно, p — концентрация дырок валентной зоны. Плотность состояний валентной зоны, необходимую для вычисления p , можно найти, зная закон дисперсии. В отличие от ориентации $\mathbf{H} \parallel \chi$ при $\mathbf{H} \perp \chi$ найти точно собственные значения гамильтониана Латтинжера с учетом деформации при $\gamma_1 \neq 2\bar{\gamma}$ не удастся. Собственные волновые функции в этом случае мы искали в виде разложения по волновым функциям гамильтониана Латтинжера при $\chi=0$. При учете в разложении одиннадцати членов (что приводило к задаче на собственные значения матрицы 44×44) при $H \geq 10$ кЭ погрешность в определении положения верхних трех уровней Ландау валентной зоны не превышала 0.2 мэВ. Для некоторых значений H при $\chi=4$ кбар закон дисперсии $\epsilon_n(k_H)$ показан на рис. 3. При расчетах использованы параметры, указанные в [3]: параметры Латтинжера $\gamma_1 = 36.4$, $\bar{\gamma} = 16.5$, $k = 15.2$; константы деформационного потенциала $b = -2$, $d = -5$ эВ; компоненты тензора упругой податливости $S_{11} = 2.27$, $S_{12} = -0.76$, $S_{44} = 3.19$ кбар $^{-1}$. Как показали оценки, при давлениях $\chi > 1$ кбар и $H \geq 10$ кЭ при $T < 25$ К вклад в полную концентрацию дырок от уровней Ландау с номерами $n \geq 3$ пренебрежимо мал (менее 3 % для $n=3$), поэтому при расчете концентрации учитывались только два уровня Ландау.

Полученные описанным способом зависимости $\epsilon_A(H)$ при разных сжатиях показаны на рис. 4.

Теоретический расчет $\epsilon_A(H)$ при произвольном значении χ , к сожалению, в литературе отсутствует, поэтому сравнить экспериментальные зависимости

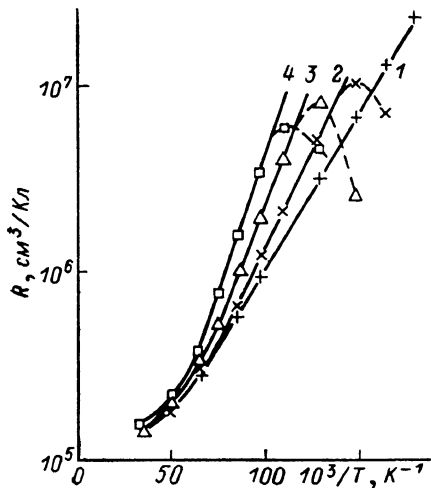


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла для образца 1 при $\chi=4$ кбар.

H , кЭ: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60. Сплошные кривые — результаты расчета, описанного в тексте.

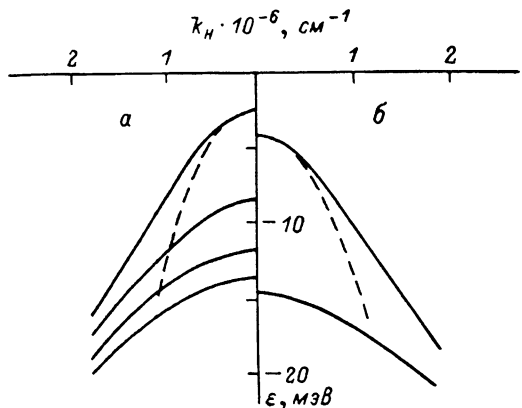


Рис. 3. Зависимости $\epsilon(k_H)$ при $\chi=4$ кбар в ориентации $H \perp \chi$ в магнитном поле 20 (а) и 60 кЭ (б).

Штриховые линии — зависимость вида $\epsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$ при $m = 3.5 m_{\perp} \approx 0.05 m_0$.

$\epsilon_A(H)$ с теорией можно лишь при предельных деформациях в случае сильного магнитного поля, когда расстояние от основного уровня Ландау валентной зоны до следующего становится больше ϵ_A , а $L < a_{\parallel}$, a_{\perp} . Тогда изменения $\epsilon_A(H)$

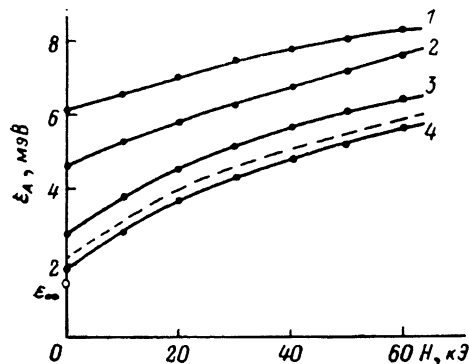


Рис. 4. Зависимости энергии ионизации акцепторов от магнитного поля в образце 1.

Сжатие, кбар: 1 — 0.75, 2 — 1.75, 3 — 3.0, 4 — 4.0. Штриховая линия — теоретическая зависимость $\epsilon_A(H)$, полученная для изотропной зоны с эффективной массой $m = m_{\perp} \approx 3.5 m_1$.

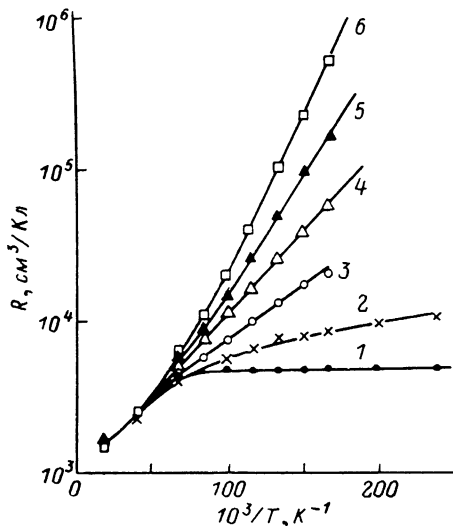


Рис. 5. Температурные зависимости коэффициента Холла для образца 3 при $\chi=4$ кбар.

H , кЭ: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50, 6 — 60. Сплошные кривые — результаты расчета, описанного в тексте.

должны описываться теорией для мелкого примесного состояния, отщепленного от одного уровня Ландау простой изотропной зоны (см., например, [4, 5]), т. е. изменение энергии ионизации акцептора в магнитном поле будет опреде-

ляться магнитной длиной, характеризующей размер акцепторной волновой функции в направлении, перпендикулярном H , и значением эффективной массы m , характеризующей закон дисперсии вдоль направления магнитного поля, которая в нашем случае равна $m \approx 3.5 m_1$. Действительно, как видно из рис. 4, зависимость $\epsilon_A(H)$ при $\chi = 4$ кбар и $H > 20$ кЭ неплохо описывается теоретической зависимостью [5].

2. *Переход металл—полупроводник в магнитном поле в условиях одноосной деформации.* Рассмотрим результаты, полученные на более легированных образцах (2—5). Как показано в [3], в этих образцах, так же как и в образце 1, одноосное сжатие приводит к уменьшению ϵ_A . Однако в отличие от образца 1 при некотором давлении χ_c (см. таблицу) энергия ионизации акцепторов в этих образцах обращается в нуль, т. е. происходит переход к металлической проводимости. При этом коэффициент Холла и проводимость вплоть до самых низких температур ($T = 1.7$ К) определяются свободными дырками валентной зоны.

Полевые и температурные зависимости R при $\chi < \chi_c$ в той области температур, где явления переноса определяются свободными дырками (см. [3]), имеют качественно такой же вид, как и для образца 1, а при $\chi > \chi_c$, когда в отсутствие магнитного поля образцы находятся на металлической стороне перехода Мотта (т. е. R и ρ не зависят от температуры), магнитное поле приводит к появлению активационных зависимостей эффекта Холла и сопротивления (рис. 5).

Зависимости энергии ионизации акцептора от магнитного поля при разных зна-

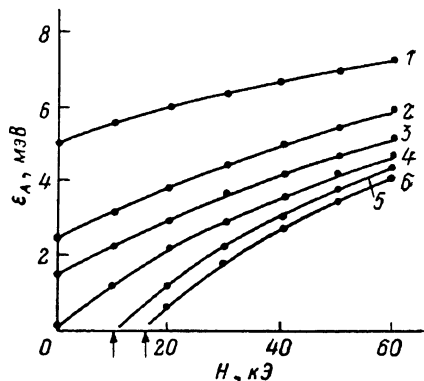


Рис. 6. Зависимости энергии ионизации акцепторов от магнитного поля для образца 3.

Давление, кбар: 1 — 0.9, 2 — 1.95, 3 — 2.6, 4 — 3.25, 5 — 4.0, 6 — 4.5. Стрелками показаны поля H_c , в которых происходит отщепление акцепторного локализованного состояния.

чениях сжатия, определенные способом, описанным в разделе 1, для одного из образцов приведены на рис. 6. Видно, что при $\chi > \chi_c \approx 3.5$ кбар имеется критическое поле H_c , при котором появляется энергия ионизации, т. е. происходит отщепление акцепторного уровня. Оценим значение параметра легирования $N_A a_{\perp}^* a_{\parallel}^*$ (где a_{\perp}^* , a_{\parallel}^* — размеры волновой функции акцептора в направлении, перпендикулярном и параллельном H соответственно) в магнитном поле H_c . Для примера рассмотрим результаты, полученные при давлении 4 кбар. Критические поля H_c в этом случае приведены в таблице. Как показывают расчеты спектра валентной зоны, при $\chi = 4$ кбар в полях, больших 7 кЭ, расстояние от основного уровня Ландау до следующего (δ) становится больше энергии ионизации одиночного акцептора, которая равна 2 мэВ (рис. 4), поэтому можно считать, что при $H > 7$ кЭ $a_{\perp}^* \approx L$. Продольный размер можно найти из соотношения $\epsilon_A^0(H_c) = \hbar^2 / 2ma_{\parallel}^{*2}$ [где $\epsilon_A^0(H_c)$ — энергия одиночного центра при этом сжатии в магнитном поле $H = H_c$, $m \approx 3.5 m_1$], пользуясь зависимостью $\epsilon_A(H, \chi)$, полученной для образца 1, для которого во всем интервале сжатий и магнитных полей $N_A a^3 < 0.02$ и, следовательно, $\epsilon_A = \epsilon_A^0$. Как видно из таблицы, для образцов 3, 4 величины $N_A a_{\perp}^* a_{\parallel}^*$ при $H = H_c$ различаются мало и близки к 0.03. Несомненно большее значение параметра легирования для образца 2, имеющего $H_c = 3$ кЭ, связано с тем, что в этом поле условие $\delta > \epsilon_A^0$ оказывается нарушенным (см. таблицу) и оценивать эффективный объем акцепторной волновой функции описанным способом неверно. В образце 5 при $\chi = 4$ кбар переход металл—полупроводник в используемом интервале магнитных полей не наблюдается, что связано с высоким уровнем легирования образца: оценки показывают, что в этом случае $H_c \approx 70$ кЭ. Полученные таким образом значения $N_A a_{\perp}^* a_{\parallel}^*$ при других давлениях лежат в интервале $0.025 \div 0.032$, что при учете приближенного способа оценки неплохо согласуется со значением 0.018, кото-

рое соответствует переходу металл—полупроводник в магнитном поле в полупроводнике с простой изотропной зоной [6].

Итак, в одноосно деформированном p -InSb с концентрацией акцепторов $N_A < 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в котором одноосная деформация приводит к уменьшению энергии ионизации акцепторов, магнитное поле, сжимая волновые функции, вызывает обратные изменения — рост энергии ионизации. В материалах с $N_A > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при давлениях, когда образец находится на металлической стороне перехода Мотта ($\chi > 2.1 \div 3.5$ кбар для разных образцов), магнитное поле приводит к обратному переходу металл—полупроводник при $N_A a_{\perp}^* a_{\parallel}^* \simeq \simeq 0.025 \div 0.032$.

Таким образом, полученные зависимости энергии ионизации акцепторов от одноосного сжатия и магнитного поля свидетельствуют о том, что основное состояние акцептора в одноосно деформированном p -InSb является мелким, т. е. отщепленным от потолка валентной зоны.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [2] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. 272 с.
- [3] Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2006—2012.
- [4] Yafet Y., Keyes R. W., Adams E. N. — J. Phys. Chem. Sol., 1956, v. 1, N 3, p. 137—142.
- [5] Smith R., Ronald J. W. Henry et al. — Phys. Rev. B, 1972, v. 6, N 12, p. 3700—3701.
- [6] Robert J. L., Raymond A., Aulombard R. L., Bousquit C. — Phil. Mag. B, 1980, v. 42, p. 1003—1025.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Получена 7.07.1987
Принята к печати 21.08.1987