

ИНВЕРСИЯ ПРОВОДИМОСТИ И АНОМАЛЬНО ВЫСОКАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ДЫРОК В БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Ф.Т.Васько, С.Г.Гасан-заде, В.А.Ромака, Г.А.Шепельский

Обнаружен переход проводимости от n - к p -типу в бесщелевом полупроводнике при одноосной деформации. При этом подвижность дырок становится сравнимой с электронной поскольку дырки оказываются локализованными в образованных одноосной деформацией боковых экстремумах валентной зоны с малыми эффективными массами.

В бесщелевых полупроводниках (БП) с инверсной зонной структурой вырождение зон приводит к ряду особенностей их физических свойств. В частности, из-за высокой подвижности электронов и существования резонансных акцепторных состояний в зоне проводимости даже при $N_A > N_D$ (N_A и N_D – концентрации акцепторов и доноров) тип проводимости БП при низкой температуре остается электронным. Наложение внешних воздействий перестраивает энергетический спектр БП, что сильно изменяет его характеристики. Так всестороннее сжатие ^{1, 2} вызывает инверсию термов Γ_8 и Γ_6 , приводя к переходу БП – обычный полупроводник. Наложение сильного магнитного поля индуцирует энергетическую щель ³. Воздействие одноосной деформации на БП изучалось в α -Sn ⁴ и HgTe ⁵. Результаты экспериментов интерпретировались с учетом образования энергетической щели из-за снятия вырождения терма Γ_8 вследствие понижения симметрии кристаллической решетки ⁶. Однако, перестройка структуры валентной зоны и роль резонансных акцепторных состояний при одноосной деформации не были исследованы.

В настоящей работе показано, что в результате одноосной деформации БП происходит переход от n - к p -типу проводимости, обусловленный перестройкой зонной структуры. В сильно деформированном кристалле проводимость определяется свободными дырками. При этом, подвижность дырок становится большой, так как дырки оказываются локализованными в образованных при деформации боковых экстремумах валентной зоны с малыми эффективными массами (см. рис. 1, а). При переходе от n - к p -типу проводимости (промежуточное значение деформации), когда акцепторные состояния уже выходят в индуцированную давлением энергетическую щель (рис. 1, б), а электроны оказываются вымороженными, перенос заряда определяется примесными состояниями.

Исследовались соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ полуметаллической фазы с химическим составом $x = 0,157$ и $x = 0,135$ ($\epsilon_g = -13 \pm 5$ мэВ и $\epsilon_g = -54 \pm 5$ мэВ соответственно). Состав определялся на рентгеновском микроанализаторе с точностью 0,3%. Устройство для одноосного сжатия вместе с образцом помещалось в гелиевый криостат, что давало возможность измерять электрические и гальваномагнитные характеристики кристалла при одноосном сжатии $P \leq 3,5$ кбар в диапазоне 1,7 – 77 К.

На рис. 2 приведены зависимости удельного сопротивления ρ для продольного направления тока ($J \parallel P$) и коэффициента Холла R_H от величины одноосной деформации для образца с $x = 0,157$. В области $P \approx 2$ кбар наблюдается резкий максимум $\rho(P)$ и смена знака $R_H(P)$, причем обе кривые имеют симметричный вид. Значения ρ и R_H на крыльях кривых позволяют оценить концентрации $((3,83 \pm 0,04) \cdot 10^{14}$ при $P = 0$ и $(5,98 \pm 0,04) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $P = 3,25$ кбар) и подвижности $((3,90 \pm 0,06) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $(1,32 \pm 0,06) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ соответственно) носителей тока. Инверсия знака $R_H(P)$ свидетельствует о том, что в области максимальных деформаций проводимость определяется свободными дырками, причем подвижность (и, следовательно, эффективная масса) дырок оказывается порядка электронной. В отсутствие же деформации обычно $\mu_n/\mu_p \sim 10^2$.

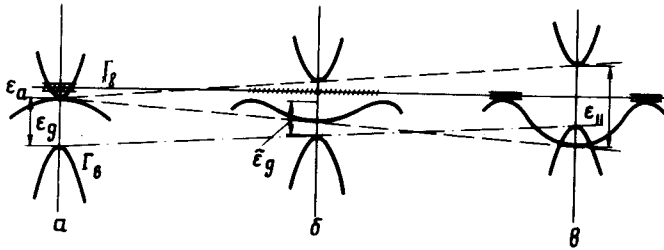


Рис. 1. Схема перестройки энергетической зонной структуры БП при одноосной деформации (гелиевые температуры): а - нулевая деформация; б - промежуточная деформация; в - большая деформация

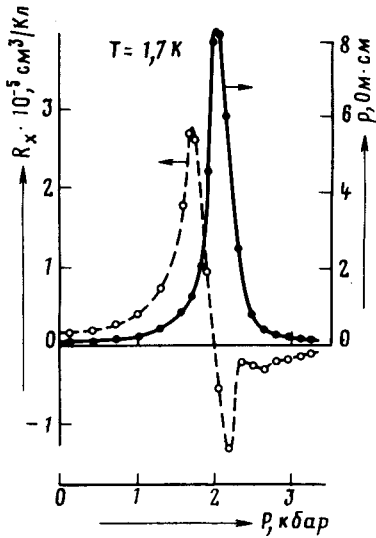


Рис. 2

Рис. 2. Изменение ρ и R_H при одноосной деформации $P \parallel [110]$

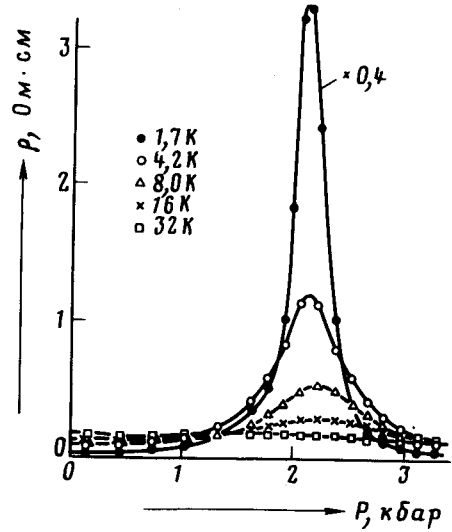


Рис. 3

Рис. 3. Температурные зависимости $\rho(P)$

В области максимума сопротивления наблюдается резкая (близкая к экспоненциальной) зависимость ρ от температуры в диапазоне $T = 1,7 - 8$ К (рис. 3) с энергией активации $0,25$ мэВ, что указывает на примесный характер проводимости в области промежуточных давлений. Здесь рост сопротивления с увеличением P связан с вымораживанием электронов из зоны проводимости на акцепторы, а спад ρ - с уменьшением эффективной массы и ростом концентрации свободных дырок. Последнее обусловлено уменьшением глубины залегания акцепторов по отношению к экстремумам валентной зоны⁷. Качественно схожий результат получен и для состава $x = 0,135$.

Перестройка энергетического спектра БП определяется дисперсионным уравнением

$$\frac{k^2}{2m} = \frac{(\xi - \tilde{\epsilon}_g)(\xi^2 - \epsilon_{\parallel}^2/4)}{|\epsilon_g| \left[\xi + \frac{\epsilon_{\parallel}}{2} P_2(\cos\theta) \right]}, \quad \xi = \epsilon + \frac{k^2}{2m^*}, \quad (1)$$

в котором ϵ_g — отрицательная “запрещенная” зона ($\tilde{\epsilon}_g$ — изменение этого параметра в одноосно деформированном вдоль z -оси кристалле: см. рис. 1), ϵ_{\parallel} — энергия расщепления вырожденного термина Γ_8 , m — эффективные массы легкой подзоны Γ_8 и термина Γ_6 в приближении симметричных зон (когда $m^* \rightarrow \infty$), m^* — масса тяжелых дырок, $P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$, θ — угол между волновым вектором \mathbf{k} и направлением сжатия. Уравнение (1) получено для изотропной модели Кейна при большом спинорбитальном расщеплении⁶. Индуцированная давлением запрещенная зона определяется областью энергий ϵ , для которых правая часть (1) отрицательна, т. е. возможны лишь решения с мнимым k . Из уравнения (1) получим, что электронный экстремум находится в точке $\mathbf{k} = 0$ и имеет энергию $\epsilon_{\parallel}/2$. В приближении симметричных зон дырочные экстремумы расположены при $k \rightarrow \infty$, $\cos\theta = \pm \pi/2$ и имеют энергию $\epsilon_{\parallel}/4$. При учете $1/m^* \neq 0$ эти экстремумы смещаются в область конечных волновых векторов, а их энергия несколько понижается. Закон дисперсии вблизи дырочного экстремума определяется выражением $k_z^2/2m_{\parallel}$ с продольной эффективной массой

$$\frac{m_{\parallel}}{m} \simeq \sqrt{\frac{m^*}{m} \frac{\epsilon_{\parallel}/4 - \tilde{\epsilon}_g}{3|\epsilon_g|}}. \quad (2)$$

Поперечная масса возникает лишь при учете анизотропии зонной структуры.

Поскольку упругие постоянные и деформационные потенциалы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ слабо изменяются с составом, то используя численные значения^{1, 2, 5} для $x = 0,157$ при $P = 3,25$ кбар получим $\tilde{\epsilon}_g \simeq -4,13$ мэВ, $\epsilon_{\parallel} \simeq 49,61$ мэВ. Отсюда следует, что боковые экстремумы расположены выше максимума зоны Γ_6 (хотя в точке $\mathbf{k} = 0$ порядок термов Γ_6 и Γ_8 уже изменится: см. рис. 1, в). Принимая $m^*/m \sim 10^2$ из уравнения (2) получим $m_{\parallel}/m \simeq 5,50$, что неплохо согласуется с отношением подвижностей $\mu_n/\mu_p \simeq 2,95$, полученных из эксперимента.

Таким образом, экспериментально полученные инверсии проводимости и высокая подвижность дырок связаны с перестройкой энергетического спектра бесщелевых полупроводников при одноосной деформации.

Литература

1. Elliott C.T., Malngailis J., Harman T.C., Kafalas J.A., Kernan W.C. Phys. Rev., 1972, **B5**, 2985.
2. Брандт Н.Б., Белоусова О.Н., Бовина Л.А., Стафеев В.И., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ, 1974, **66**, 330.
3. Гириат В., Нейфельд Э.А., Цидильковский И.М. ФТП, 1975, **9**, 188.
4. Roman V.J., Ewald A.W. Phys. Rev., 1972, **B5**, 3914.
5. Takita K., Onabe K., Tanaka S. Phys. Stat., Sol. (b), 1979, **92**, 297.
6. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. “Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках”, М.: Наука, 1972.
7. Баранский П.И., Елизаров А.И., Кулик В.А., Курбанов К.Р. ФТП, 1979, **13**, 830.