

ДИСПЕРСИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА
И ФОТОУПРУГИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
СО СТРУКТУРОЙ ВЮРЦИТА

С. А. Гейдур и А. Д. Яськов

Проведены расчеты дисперсии коэффициента преломления $n(\hbar\omega)$, а также естественного $\Delta n(\hbar\omega)$ и наведенного одноосными механическими деформациями $C_{\sigma}^L(\hbar\omega) = d(\Delta n(\hbar\omega))/d\sigma$ двойного лучепреломления в полупроводниках со структурой вюрцита. Результаты выполненных расчетов подтверждены экспериментальными данными для SiC(6H), AlN, ZnO, ZnS, CdS, CdSe, CdS_xSe_{1-x} . Показано, что характер дисперсионных зависимостей $n(\hbar\omega)$, $\Delta n(\hbar\omega)$ и $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в области вблизи края собственного поглощения определяется краевыми экситонными и зона-зонными оптическими переходами и существенно различается в материалах с прямой и непрямой структурой энергетических зон. Независимым способом определена величина оптической ϵ_{∞} диэлектрической проницаемости.

К настоящему времени были проведены многочисленные рефрактометрические исследования оптических постоянных в полупроводниках, кристаллизующихся в структуру вюрцита: SiC(6H) [1, 2], AlN [4], ZnO [5-8], ZnS [5], CdS [5, 7-14], CdSe [6, 12, 14-16], CdS_xSe_{1-x} [9].¹ Анализ экспериментальных данных показывает, что дисперсионные зависимости коэффициента преломления $n(\hbar\omega)$, а также собственного и наведенного внешними механическими деформациями двойного лучепреломления [$\Delta n(\hbar\omega)$ и $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$] имеют значительное качественное сходство в различных кристаллах этого класса. Несмотря на это в известной литературе отсутствует единый физически обоснованный подход к описанию дисперсии $n(\hbar\omega)$, $\Delta n(\hbar\omega)$ и $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в полупроводниках симметрии вюрцита.

Для расчетов частотной зависимости коэффициента преломления в области энергий фотонов ниже края собственного поглощения ($\hbar\omega < E_g$) воспользуемся осцилляторными моделями [17, 18] и представим дисперсию $n(\hbar\omega)$ в полупроводниках со структурой вюрцита следующими выражениями:

$$n(\hbar\omega) = \left[1 + \frac{\langle A \rangle}{\pi} \ln \frac{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} \right]^{1/2} + \delta n(\hbar\omega), \quad (1)$$

или

$$n(\hbar\omega) = \left[1 + \frac{\langle A \rangle}{\pi} \ln \frac{(E_1')^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{\langle \epsilon_2 \rangle}{\pi} \ln \frac{(E_1'')^2 - (\hbar\omega)^2}{(E_1')^2 - (\hbar\omega)^2} \right]^{1/2} + \delta n(\hbar\omega), \quad (2)$$

где $\delta n(\hbar\omega)$ — вклад линий экситонного поглощения в дисперсию $n(\hbar\omega)$, а остальные обозначения аналогичны использованным ранее в [1, 17]. Численные значения характерных энергий E_0 , E_1 , E_1' и E_1'' , применявшиеся нами для расчетов дисперсии $n(\hbar\omega)$, $\Delta n(\hbar\omega)$ и $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$, определялись из независимых расчетных или экспериментальных данных по ультрафио-

¹ Строго говоря, в структуру типа вюрцита кристаллизуется политип SiC(2H). Однако диэлектрическая проницаемость и двойное лучепреломление SiC определяются в результате усреднения по всем волновым векторам в пределах зоны и слабо зависят от политипизма [3].

Таблица 1

Характерные энергии и дисперсионные параметры, используемые для расчетов $n(\hbar\omega)$ и $\Delta n(\hbar\omega)$ в полупроводниках со структурой вюрцита

Материал	SiC (6H)	AlN	ZnO	ZnS	CdS	CdSe	
T, K	297	300	300	300	100	300	
$E_0, \text{эВ}$	—	6.2	3.377	3.798	2.568	2.501	1.751
$E_1', \text{эВ}$	7.8	9.3	11.0	7.0	5.5	5.5	5.0
$E_1'', \text{эВ}$	6.7	8.9	8.9	5.5	4.9	4.9	4.3
$E_1''', \text{эВ}$	8.3	10.0	12.4	9.7	6.1	6.1	6.0
$\langle A^0 \rangle$	—	0.281	1.433	1.708	1.135	1.150	1.109
$\Delta \langle A \rangle = \langle A^e \rangle - \langle A^o \rangle$	—	-0.178	-0.019	-0.014	-0.060	-0.060	-0.058
$G_1^0, \text{эВ}^2$	337.72	291.30	206.44	168.93	106.63	107.47	104.39
$\Delta G_1 = G_1^e - G_1^o, \text{эВ}^2$	16.047	31.647	8.7640	0.9696	2.6808	2.9859	3.7762
$\langle \varepsilon_2^0 \rangle$	40.318	45.803	8.953	10.314	25.791	26.021	20.208
$\Delta \langle \varepsilon_2 \rangle = \langle \varepsilon_2^e \rangle - \langle \varepsilon_2^o \rangle$	1.9032	4.8916	0.3287	0.0487	0.6009	0.6740	0.6861
ε_∞^0	6.55	4.44	3.64	5.12	5.09	5.15	5.94

летовому отражению [19-21] и приведены в табл. 1. В первом приближении в качестве E_1' и E_1'' были приняты энергии особенностей в спектре $\varepsilon_2(\hbar\omega)$, ближайšie к главному максимуму при $\hbar\omega = E_1$. Параметр $\langle A^0 \rangle$ для поляризации света $E \perp c$ рассчитывался аналогично [17] с учетом поправки на электронно-дырочное кулоновское взаимодействие [22]. Для поляризации $E \parallel c$ параметр $\langle A^e \rangle$ определялся как $\langle A^e \rangle = \langle A^o \rangle + \Delta \langle A \rangle$, где вели-

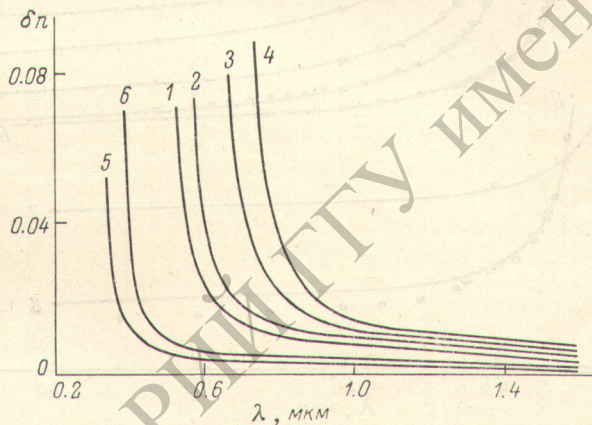


Рис. 1. Вклад экситонных переходов $\delta n(\hbar\omega)$ в коэффициент преломления гексагональных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ при $E \perp c$ [расчет по формуле (3)].

1 — CdS, 2 — $CdS_{0.70}Se_{0.21}$, 3 — $CdS_{0.36}Se_{0.64}$, 4 — CdSe, 5 — ZnS, 6 — ZnO.

чина $\Delta \langle A \rangle$, характеризующая дихроизм вблизи пороговых энергий фотон $\hbar\omega \approx E_1^0$, рассчитывалась с использованием выражений [7]. Результаты расчетов параметров $\langle A^0 \rangle$ и $\Delta \langle A \rangle$ также представлены в табл. 1.

Тонкая структура дискретных линий экситонного поглощения A, B и C отчетливо наблюдается в соединениях $A^{II}B^{VI}$ в широкой области температур вплоть до $T=297 K$ [20, 23]; их вклад $\delta n(\hbar\omega)$ в дисперсию коэффициента преломления мы рассчитывали в приближении симметричного лоренцова контура [18] как

$$\delta n(\hbar\omega) = \sum_j \frac{c_j (E_j - \hbar\omega)}{(E_j - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_j)^2}, \quad (3)$$

где суммирование выполняется по $j=A, B, C$ линиям экситонов для $E \perp c$ и $j=B, C$ для $E \parallel c$. Энергии экситонных пиков E_j , их полуширины $\hbar\Gamma_j$, а также коэффициенты c_j , определяемые интегральным поглощением в пре-

делах линии, были получены из экспериментальных данных [20, 23]. Результаты расчетов дисперсии $\delta n(\hbar\omega)$ для соединений $A^{IV}B^{VI}$: ZnO, ZnS, CdS, CdSe слабо зависят от поляризации света и для $E \perp c$ показаны на рис. 1. В соединениях $A^{IV}B^{IV}$ и $A^{III}B^{V}$, где энергии связи экситонов сравнительно малы, вкладом дискретных линий экситонного поглощения $\delta n(\hbar\omega)$ в дисперсию $n(\hbar\omega)$ можно пренебречь уже при $T > 100$ К.

Параметры G_1 в выражении (1) и $\langle \epsilon_2 \rangle$ — в (2) рассматривались как подгоночные и были определены методом наименьших квадратов из экспери-

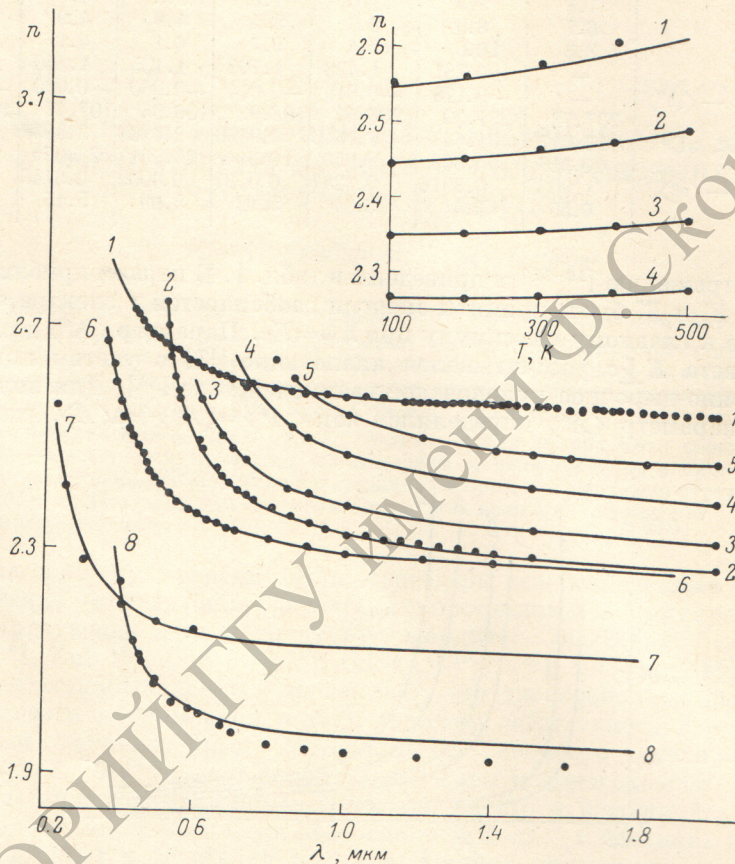


Рис. 2. Дисперсия коэффициента преломления света в полупроводниках со структурой вюрцита при $E \perp c$, $T \approx 300$ К.

Результаты расчетов по (1)–(3) показаны сплошными линиями. Точки — эксперимент [1, 2, 4–6, 9]: 1 — SiC(6H), 2 — CdS, 3 — $CdS_{0.79}Se_{0.21}$, 4 — $CdS_{0.36}Se_{0.64}$, 5 — CdSe, 6 — ZnS, 7 — AlN, 8 — ZnO. На вставке показана температурная зависимость коэффициента преломления $n(T)$ в CdS при $E \perp c$ [9]. Длина волны λ , мкм: 1 — 0.546, 2 — 0.625, 3 — 0.851, 4 — 5.0.

ментальных данных для SiC (6H) [1, 2], AlN [4], ZnO [5], ZnS [5], CdS [9], CdSe [9] по дисперсии $n(\hbar\omega)$ вблизи края собственного поглощения; значения G_1 и $\langle \epsilon_2 \rangle$ приведены в табл. 1 для $E \perp c$ и $E \parallel c$.

Результаты выполненных расчетов дисперсии $n(\hbar\omega)$ для $E \perp c$ в SiC(6H), AlN, ZnO, ZnS, CdS, CdSe и CdS_xSe_{1-x} сравниваются на рис. 2 с экспериментальными данными [1, 2, 4–6, 9]. В твердых растворах CdS_xSe_{1-x} ($x=0.36, 0.79$) (рис. 2) расчеты $n(\hbar\omega)$ были выполнены с использованием линейных приближений для концентрационных зависимостей дисперсионных параметров c_j ; G_j , а также произведения $\langle \epsilon_2 \rangle (E_1'' - E_1')$. Зависимость характерных энергий (E_0 , E_1 , E_1' , E_1'' , E_A , E_B и E_C) от состава CdS_xSe_{1-x} описывалась известными квадратичными приближениями [24], в которых коэффициенты нелинейности были приняты $c_0 = c_A = c_B = c_C \approx 0.37$ [25], а $c_1 = c_1' = c_1'' \approx 0$.

Используя выражения (1)–(3), нетрудно рассчитать температурную зависимость коэффициента преломления $n(T)$ в полупроводниках со структурой вюрцита. На вставке рис. 2 показаны результаты выполненных нами расчетов и экспериментов [9] $n(T)$ в CdS. Расчеты температурной зависимости $n(T)$ выполнялись в линейном приближении аналогично [26].

Как показывает анализ расчетных и экспериментальных данных (рис. 2), оба использованных дисперсионных выражения (1) и (2) позволяют

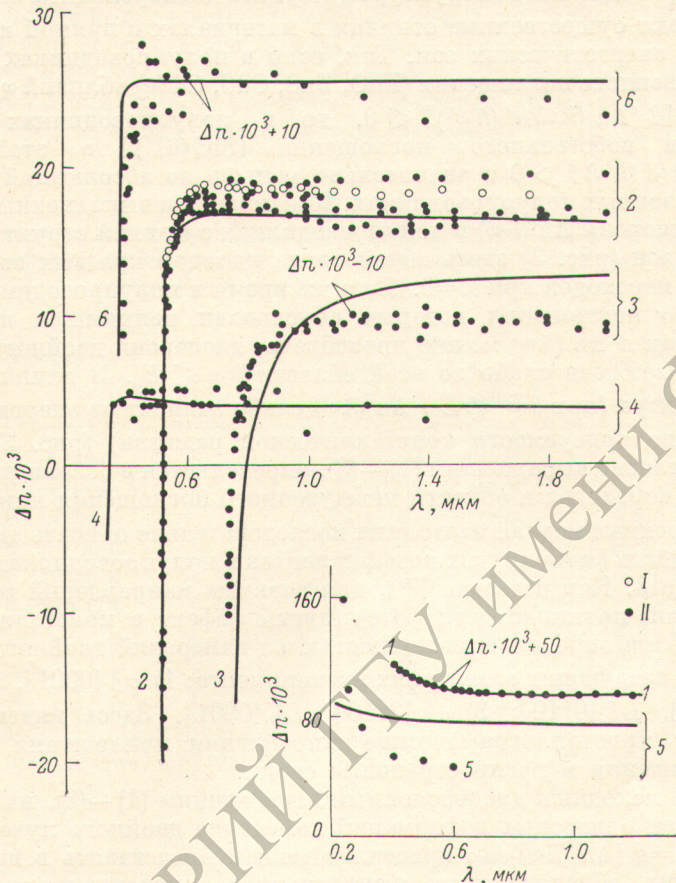


Рис. 3. Спектральная зависимость собственного двойного лучепреломления в полупроводниках со структурой вюрцита ($T \approx 300$ К).

Расчетные зависимости $\Delta n(\hbar\omega)$ показаны сплошными линиями [выражения (1)–(3)]; экспериментальные данные — точками; 1 — SiC (6H), 2 — CdS, 3 — CdSe, 4 — ZnS, 5 — AlN, 6 — ZnO (I — настоящая работа; II — данные [1, 2, 4–7, 9–16]).

с высокой степенью точности [как правило, в пределах погрешности измерений $n(\hbar\omega)$] описать дисперсию коэффициента преломления в полупроводниках со структурой вюрцита. Отметим здесь, что дисперсионные выражения (1) и (2) содержат только один подгоночный параметр (G_1 или $\langle \varepsilon_2 \rangle$), который слабо влияет на частотную зависимость $n(\hbar\omega)$ в области сильной дисперсии вблизи края собственного поглощения и определяет в основном длинноволновое значение коэффициента преломления.

Из выражений (1) и (2) легко вычислить высокочастотные значения диэлектрической проницаемости ε_∞ (при $\hbar\omega \rightarrow 0$); они приведены в табл. 1. Значения ε_∞ , вычисленные из выражений (1) и (2), согласуются с точностью не хуже 1%.

Для расчетов дисперсии собственного двойного лучепреломления $\Delta n(\hbar\omega) = n^e(\hbar\omega) - n^o(\hbar\omega)$ в полупроводниках со структурой вюрцита применялись выражения (1)–(3) и данные табл. 1; рассчитанные зависимости $\Delta n(\hbar\omega)$ приведены на рис. 3. Там же показаны экспериментальные данные

по дисперсии $\Delta n(\hbar\omega)$ в SiC (6H) [1, 2], AlN [4], ZnO [5-7], ZnS ([5], CdS [5, 7, 9-14], CdSe [6, 9, 12, 14-16]. Из рис. 3 видно, что расчетные и экспериментальные зависимости $\Delta n(\hbar\omega)$ согласуются вполне удовлетворительно для всех рассмотренных материалов. Исключение составляет AlN. Однако именно для этого материала опубликованные данные [4] представляются наименее надежными.

Анализ расчетных и экспериментальных данных (рис. 3) показывает, что в полупроводниках со структурой вюрцита дисперсионные зависимости $\Delta n(\hbar\omega)$ имеют существенные отличия в материалах с прямой и непрямой структурой энергетических зон. Так, если в полупроводниках с прямым краем собственного поглощения (ZnO, ZnS, CdS, CdSe) вблизи $\hbar\omega \leq E_g^r = E_0$ дисперсия $[d(\Delta n(\hbar\omega)/d(\hbar\omega))] < 0$, то в полупроводниках с непрямым краем собственного поглощения [SiC (6H)] в этой области $[d(\Delta n(\hbar\omega))/d(\hbar\omega)] > 0$ и значительно меньше по абсолютной величине, чем в прямозонных полупроводниках. Как показали выполненные расчеты, сильная дисперсия $\Delta n(\hbar\omega)$ в полупроводниках с прямой структурой энергетических зон (рис. 3) здесь обусловлена вкладом краевых зона-зонных оптических переходов при $k=0$. В то же время в полупроводниках, край собственного поглощения которых обусловлен непрямыми переходами и его вкладом в $\Delta n(\hbar\omega)$ можно пренебречь, дисперсия двойного лучепреломления выражена слабо во всей области $\hbar\omega \leq E_g^r$. В длинноволновой области спектра (при $\hbar\omega \ll E_g$) $\Delta n(\hbar\omega)$ слабо зависит от энергии фотонов (без учета поляризуемости кристаллической решетки) (рис. 3), а величина Δn , согласно выражениям (1) — (3), определяется в основном вкладами оптических переходов в области междузонного поглощения при $\hbar\omega \geq E_g$.

Рассмотренные модели позволяют последовательно описать дисперсионные зависимости фотоупругих коэффициентов в полупроводниках со структурой вюрцита. Как известно [27], для главных направлений тензора диэлектрической проницаемости фотоупругий эффект в кристаллах класса симметрии $6mm$ определяется полностью из измерений двойного лучепреломления в следующих геометриях эксперимента: 1) $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$; 2) $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [01\bar{1}0]$; 3) $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [0001]$. Здесь индексы σ и L определяют кристаллографические направления приложения механического напряжения и распространения света.

Согласно исходным дисперсионным выражениям (1) — (3), наблюдаемое под действием одноосных деформаций изменение двойного лучепреломления $C_\sigma^L(\hbar\omega) = d(\Delta n(\hbar\omega))/d\sigma$ кристалла можем представить в виде суммы составляющих, обусловленных экситонными C_0 , краевыми зона-зонными (при $\hbar\omega \geq E_0$) C_1 , а также высокоэнергетическими междузонными (при $\hbar\omega \geq E_0$) C_2 переходами, т. е. $C_\sigma^L(\hbar\omega) = C_0 + C_1 + C_2$. Оптические измерения, выполненные вблизи края собственного поглощения гексагональных полупроводников $A^{IV}V^{VI}$ [28, 29], показали, что под действием σ происходит расщепление и сдвиг (при $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [0001]$) или только сдвиг (при $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$ и $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [01\bar{1}0]$) энергетических уровней вблизи $\hbar\omega \geq E_g$, а также изменение вероятностей экситонных и междузонных оптических переходов. Структура оптических спектров при этом определяется строением энергетических зон кристаллов классов симметрии $mm2$ при $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$ или $6mm$ при $\sigma \parallel [0001]$. Тогда в линейном приближении по механическим напряжениям из выражения (3) можем получить

$$C_0 = \sum_j \frac{(E_j - \hbar\omega)}{(E_j - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_j)^2} P_j - \sum_j \frac{c_j^* [(E_j - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_j)^2]}{[(E_j - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_j)^2]^2} Q_j, \quad (4)$$

где $j = A, B, C$; $P_j = (dc_{j\parallel}^0/d\sigma) - (dc_{j\perp}^0/d\sigma)$; $Q_j = (dE_{j\parallel}/d\sigma) - (dE_{j\perp}/d\sigma)$; $c_j^* = c_j^0$; при $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [0001]$, а также $P_j = (dc_j^e/d\sigma) - (dc_j^o/d\sigma)$; $Q_j = dE_j/d\sigma$; $c_j^* = c_j^e - c_j^o$ при $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, и $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [01\bar{1}0]$. Индексы \parallel и \perp определяют направления параллельно и перпендикулярно

приложенному усилию. В (4) параметры Q_j определялись из независимых экспериментов [28, 29], а параметры P_j рассчитывались по квазикубической модели [7].

Аналогично из выражений (1) или (2)

$$C_1 = - \frac{E_0 \langle A \rangle}{\pi n [E_0^2 - (\hbar\omega)^2]} R. \quad (5)$$

Относительное изменение R вероятности зона-зонных (при $\hbar\omega \geq E_0$) переходов определялось расчетным путем; деформационные зависимости матричных элементов краевых переходов принимались согласно [7]. Использованные нами для расчетов дисперсии $C_\sigma^L(\hbar\omega)$ значения параметров Q_j [28, 29], а также вычисленные величины P_j , c_j^* и R приведены в табл. 2.

Таблица 2

Численные значения параметров в выражениях (4)–(7) для расчетов фотоупругих коэффициентов в полупроводниках со структурой вюрцита

Материал	SiC (6H)		ZnO		
	$\sigma_{\parallel} [0001]$ $L_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [0001]$	$\sigma_{\parallel} [0001]$ $L_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [0001]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [01\bar{1}0]$
P_A , 10^{-12} эВ·см ² /дин	—	—	0	-1.40	0.70
P_B , 10^{-12} эВ·см ² /дин	—	—	-0.17	1.15	-0.48
P_C , 10^{-12} эВ·см ² /дин	—	—	0.18	0.12	-0.19
Q_A , 10^{-11} эВ·см ² /дин	—	—	-0.21	-0.26	-0.14
Q_B , 10^{-11} эВ·см ² /дин	—	—	-0.20	0.25	0.13
Q_C , 10^{-11} эВ·см ² /дин	—	—	-0.10	0.25	-0.11
c_A^* , 10^{-2} эВ	—	—	-0.38	0.38	-0.38
c_B^* , 10^{-2} эВ	—	—	0.08	0.25	0.08
c_C^* , 10^{-2} эВ	—	—	0.49	0.12	0.49
R , 10^{-11} эВ·см ² /дин	—	—	0.13	0.27	0.18
$dG_1^*/d\sigma$, 10^{-9} эВ ² ·см ² /дин	0.074	0.084	0.26	0.39	-0.30
$d\langle \epsilon_2^* \rangle / d\sigma$, 10^{-10} см ² /дин	0.088	0.10	0.10	0.15	-0.12

Таблица 2 (продолжение)

Материал	CdS			CdSe		
	$\sigma_{\parallel} [0001]$ $L_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [0001]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [01\bar{1}0]$	$\sigma_{\parallel} [0001]$ $L_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [0001]$	$\sigma_{\parallel} [2\bar{1}\bar{1}0]$ $L_{\parallel} [01\bar{1}0]$
P_A , 10^{-12} эВ·см ² /дин	0	-4.50	2.10	0	-1.80	0.94
P_B , 10^{-12} эВ·см ² /дин	-0.70	4.10	-1.70	-0.14	2.00	-0.87
P_C , 10^{-12} эВ·см ² /дин	0.68	0.37	-0.69	0.13	0.044	-0.084
Q_A , 10^{-11} эВ·см ² /дин	-0.49	-0.15	0.16	-0.60	0.03	0.14
Q_B , 10^{-11} эВ·см ² /дин	-0.24	0.13	-0.17	-0.10	0.03	-0.25
Q_C , 10^{-11} эВ·см ² /дин	-0.22	0.13	-0.17	-0.10	0.03	-0.25
c_A^* , 10^{-2} эВ	-0.50	0.50	-0.50	-0.41	0.41	-0.41
c_B^* , 10^{-2} эВ	0.09	0.34	0.09	0.08	0.28	0.08
c_C^* , 10^{-2} эВ	0.65	0.16	0.65	0.44	0.11	0.44
R , 10^{-11} эВ·см ² /дин	0.49	0.91	-0.88	0.87	0.84	-0.94
$dG_1^*/d\sigma$, 10^{-9} эВ ² ·см ² /дин	0.34	0.43	-0.35	0.42	0.40	-0.40
$d\langle \epsilon_2^* \rangle / d\sigma$, 10^{-10} см ² /дин	0.82	1.00	-0.82	0.80	0.75	-0.77

Из выражений (1) и (2) можем получить также

$$C_2 = \frac{dG_1^*/d\sigma^3}{2n [E_1^2 - (\hbar\omega)^2]}. \quad (6)$$

или

$$C_2 = \frac{d\langle \varepsilon_2^* \rangle / d\sigma}{2n\pi} \ln \frac{(E_1^*)^2 - (\hbar\omega)^2}{(E_1^*)^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (7)$$

где $G_1^* = G_1^0$; $\langle \varepsilon_2^* \rangle = \langle \varepsilon_2^0 \rangle$ при $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [0001]$ или $G_1^* = G_1^e - G_1^0$; $\langle \varepsilon_2^* \rangle = \langle \varepsilon_2^e \rangle - \langle \varepsilon_2^0 \rangle$ при $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$ и $\sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [01\bar{1}0]$. В литературе отсутствуют необходимые данные по константам деформационных потенциалов, из которых могли бы быть определены параметры $dG_1^*/d\sigma$

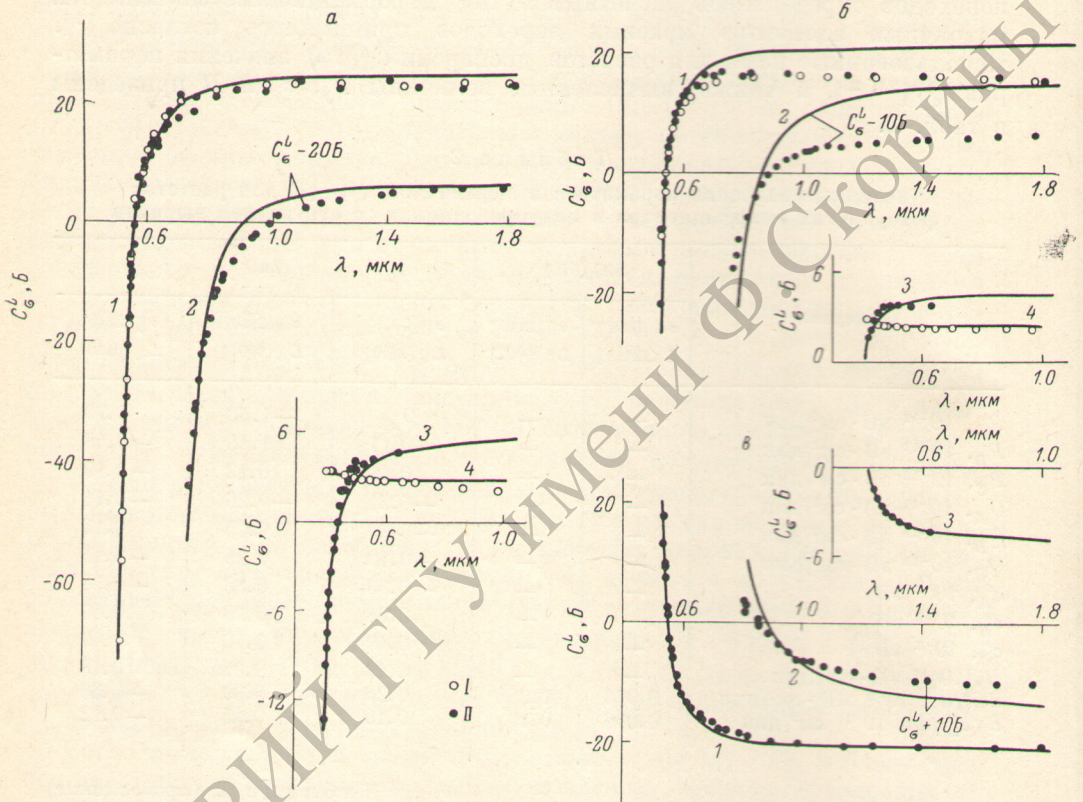


Рис. 4. Дисперсия фотоупругих коэффициентов в полупроводниках со структурой вюрцита ($T \approx 300$ K).

$a - \sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [0001]$; $b - \sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$; $e - \sigma \parallel [2\bar{1}\bar{1}0]$, $L \parallel [01\bar{1}0]$. Экспериментальные данные показаны точками: 1 — CdS, 2 — CdSe, 3 — ZnO, 4 — SiC (6H) (I — настоящая работа, II — данные [7, 8, 13, 15]); результаты расчетов — сплошные линии. Величина C_{σ}^L приводится в Брюстерах ($1 \text{ Б} = 10^{-13} \text{ см}^2/\text{дин.}$).

или $d\langle \varepsilon_2^* \rangle / d\sigma$. Поэтому они определялись методом наименьших квадратов из экспериментальных данных по дисперсии $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$. Результаты выполненных расчетов $dG_1^*/d\sigma$ и $d\langle \varepsilon_2^* \rangle / d\sigma$ также приведены в табл. 2.

К настоящему времени измерения дисперсии фотоупругих коэффициентов $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ вблизи края собственного поглощения при $\hbar\omega \leq E_g$ были выполнены в CdS [7, 8, 13], CdSe [15], ZnO [7, 8]. Экспериментальные данные [7, 8, 13, 15] сравниваются с результатами расчетов $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$, выполненных по формулам (4) — (6) и данным табл. 1 и 2, на рис. 4, где видно, что дисперсионные зависимости $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ для CdS, CdSe и ZnO в целом сходны и аналогичны зависимостям $\Delta n(\hbar\omega)$ в тех же полупроводниках. Отмеченные сходства объясняются тем, что характер дисперсии $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$, так же как и $\Delta n(\hbar\omega)$, в полупроводниках с прямой структурой энергетических зон вблизи $\hbar\omega \leq E_g^I$ определяется преобладающим вкладом краевых оптических переходов (экситонных и прямых междузонных при $\mathbf{k} \geq 0$). Для сопоставления на рис. 4 приведены также данные выполненных нами экспериментов по измерению дисперсии $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в SiC (6H). При расчетах

фотоупругих коэффициентов в SiC(6H) вкладом краевых оптических переходов в дисперсию $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ [выражения (4) и (5)], так же как и в случае $n(\hbar\omega)$ и $\Delta n(\hbar\omega)$, в первом приближении мы пренебрегали.

В заключение отметим, что рассмотренные закономерности и особенности дисперсионных зависимостей основных рефрактометрических параметров близки в полупроводниках со структурой вюрцита и цинковой обманки [17, 30] и являются, вероятно, общими для всего класса алмазоподобных полупроводников, причем характер дисперсии $n(\hbar\omega)$, $\Delta n(\hbar\omega)$ и $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в них вблизи пороговых энергий фотонов ($\hbar\omega \leq E_g$) определяется типом абсолютного минимума зоны проводимости.

Авторы искренне благодарны А. Н. Пихтину за помощь в проведении расчетов и экспериментов, а также полезные обсуждения результатов настоящей работы.

Литература

- [1] А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов. *Опт. и спектр.*, 43, 744, 1977; С. А. Гейдур, В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. *ФТП*, 20, 2858, 1978.
- [2] В. А. Одарич. *Ж. прикл. спектр.*, 15, 160, 1974.
- [3] Л. Патрик. В кн.: *Карбид кремния*, 142. Под ред. Г. Хениша и Р. Роя. «Мир», М., 1972.
- [4] L. Roskocsová, J. Pastrňák, R. Vabuškova. *Phys. St. Sol.*, 20, K29, 1967; J. Pastrňák, L. Roskocsová. *Phys. St. Sol.*, 14, K5, 1966.
- [5] Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров. *Оптические материалы для инфракрасной техники*. «Наука», М., 1965.
- [6] W. L. Bond. *J. Appl. Phys.*, 36, 1674, 1965.
- [7] P. Y. Yu, M. Cardona. *J. Phys. Chem. Sol.*, 34, 29, 1973.
- [8] R. Berkowicz, T. Skettrup. *Phys. Rev.*, B11, 2316, 1975.
- [9] М. Р. Lisitsa, L. F. Gudymenko, V. N. Malinko, S. F. Terekhova. *Phys. St. Sol.*, 31, 389, 1969.
- [10] М. П. Лисица, В. Н. Малинко, С. Ф. Терехова. *ФТП*, 6, 926, 1972.
- [11] С. А. Абагян, Г. А. Иванов, Е. В. Марков, Г. А. Королева, Н. Н. Погорелова. *ФТП*, 5, 2043, 1974; С. А. Абагян, Г. А. Иванов, Ю. А. Ломов, Ю. Е. Шанурин. *ФТП*, 4, 2379, 1970.
- [12] И. В. Баранец, А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. *Опт. и спектр.*, 37, 285, 1974.
- [13] G. Babonas, A. Reza, A. Šileika. *Phys. St. Sol. (b)*, 55, 321, 1973.
- [14] А. А. Реза, Г. А. Бабонас, А. Ю. Шилейка. *ФТП*, 9, 1494, 1975.
- [15] А. А. Реза, Г. А. Бабонас. *ФТП*, 16, 1414, 1974.
- [16] С. А. Абагян, Г. А. Иванов, А. А. Картушина, Г. А. Королева. *ФТП*, 5, 1630, 1971.
- [17] А. Н. Пихтин, А. Д. Яськов. *ФТП*, 12, 1047, 1978.
- [18] F. Stern. *Phys. Rev.*, 133, A1653, 1964.
- [19] J. A. Van Vechten. *Phys. Rev.*, 187, 1007, 1969.
- [20] *Физика и химия соединений А^{IV}В^{VI}*. Пер. с англ. под ред. С. А. Медведева. «Мир», М., 1970.
- [21] П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника*. «Наукова думка», Киев, 1975.
- [22] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника*, 78. «Мир», М., 1976.
- [23] В. В. Соболев, В. И. Донецких, Е. Ф. Загайнов. *ФТП*, 12, 1089, 1978.
- [24] А. Н. Пихтин. *ФТП*, 11, 425, 1977.
- [25] J. A. Van Vechten, T. K. Bergstresser. *Phys. Rev.*, B1, 3351, 1970.
- [26] А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов. *Ж. прикл. спектр.*, 27, 308, 1977.
- [27] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. «Наука», М., 1972.
- [28] D. W. Langer, R. N. Euwema, K. Ega, T. Koda. *Phys. Rev.*, B2, 4005, 1970.
- [29] O. Goede, H. J. Krug, A. Horst. *Phys. St. Sol. (b)*, 85, 239, 1978.
- [30] С. А. Гейдур, А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. *Опт. и спектр.*, 46, 714, 1979; В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. *Письма ЖТФ*, 4, 7, 1978.

Поступило в Редакцию 20 августа 1979 г.