

**ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА
В КРИСТАЛЛАХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ GaAs_{1-x}P_x,
НАВЕДЕННОЕ ВНЕШНИМИ ОДНООСНЫМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ**

С. А. Гейдур, А. Н. Пихтин и А. Д. Яськов

Проведены измерения дисперсии вынужденного двойного лучепреломления света $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в кристаллах твердых растворов GaAs_{1-x}P_x ($0 \leq x \leq 1$) в спектральной области от края собственного поглощения до $\lambda \approx 1.8$ мкм и диапазоне температур $T = 82 - 295$ К. Одноосное статическое напряжение сжатия с прикладывалось в кристаллографическом направлении [111] и не превышало значений $\sigma_{\max} \approx 0.9 \cdot 10^9$ дин/см²; направление распространения света при этом совпадало с [110]. Результаты измерений $C_{[111]}^{[1\bar{1}0]}(\hbar\omega, T, x)$, а также $dC_{[111]}^{[1\bar{1}0]}(\hbar\omega, T, x)/dT$ в твердых растворах GaAs_{1-x}P_x интерпретированы в рамках общих модельных представлений рефракции света в полупроводниках со структурой цинковой обманки. Полученные аналитические выражения позволяют без введения каких-либо подгоночных параметров и с удовлетворительной точностью рассчитать для кристаллов GaAs_{1-x}P_x ($0 < x < 1$) спектральную, температурную и концентрационную зависимости фотоупругих коэффициентов.

К настоящему времени были выполнены исследования дисперсии вынужденного двойного лучепреломления $C_{\sigma}^L = (n_{\parallel} - n_{\perp})/\sigma$ (где n_{\parallel} и n_{\perp} — главные значения коэффициентов преломления; σ — внешнее одноосное механическое напряжение, а L определяет направление распространения света) в большинстве бинарных соединений A^{III}B^V со структурой цинковой обманки [1, 2]. Представляет интерес исследование фотоупругих свойств в полупроводниковых твердых растворах на основе соединений A^{III}B^V, относящихся к числу наиболее перспективных материалов для твердотельной оптоэлектроники. Кроме того, кристаллы твердых растворов, где изменение состава позволяет в широких пределах менять параметры зонной структуры, являются удобными модельными объектами для теоретических исследований [3].

Нами были выполнены измерения вынужденного двойного лучепреломления в кристаллах GaAs_{1-x}P_x и показано, что экспериментальные данные по дисперсии C_{σ}^L в этом материале могут быть без введения каких-либо дополнительных подгоночных параметров представлены аналитически в рамках общих модельных представлений [4] рефракции света в полупроводниках со структурой цинковой обманки.

Измерения вынужденного двойного лучепреломления $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в GaAs_{1-x}P_x были выполнены нами с использованием методики и аппаратуры аналогично [2] в спектральной области от края собственного поглощения до $\lambda \approx 1.8$ мкм. Эксперименты проводились при температурах $T = 82 - 295$ К и одноосных механических напряжениях $\sigma \leq 0.9 \cdot 10^9$ дин/см², прикладываемых в направлении осей симметрии третьего порядка, т. е. $\sigma \parallel [111]$. При этом направление распространения света совпадало с кристаллографическим направлением $L \parallel [1\bar{1}0]$.

Использованные для измерений C_{σ}^L монокристаллические образцы GaAs_{1-x}P_x были выделены из поликристаллических слитков GaAs_{1-x}P_x, выращенных методом бестигельной зонной плавки предварительно синтезированного материала, аналогично [5]. В отдельных случаях измере-

ния $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ выполнялись также на поликристаллическом материале, разориентация монокристаллов в котором относительно направления [111] не превышала $\pm 5^\circ$. Состав образцов x определялся из данных микрорентгеноспектрального анализа. Окончательные геометрические размеры использованных нами монокристаллических образцов составляли до $\sim 1 \times 1 \times 2$ мм, а поликристаллических — до $\sim 2 \times 4 \times 10$ мм.

Результаты измерений спектральной зависимости $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в образцах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ различного состава показаны значками на рис. 1. На вставке рис. 1 приведена концентрационная зависимость C_{σ}^L при различных энергиях фотонов. Результаты измерений температурного коэффициента

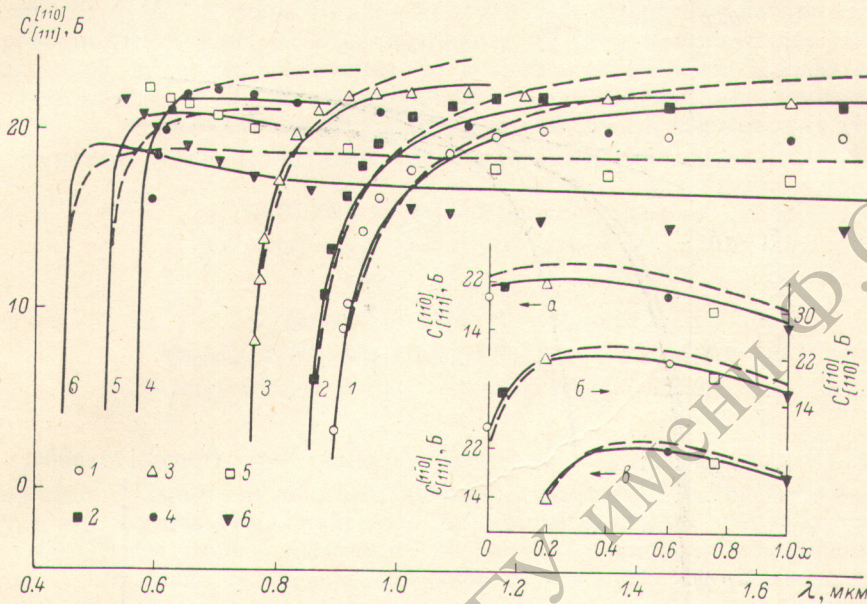


Рис. 1. Дисперсия вынужденного двойного лучепреломления света в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($T=295$ К).

Экспериментальные данные показаны значками; x : 1 — 0, 2 — 0.055, 3 — 0.20, 4 — 0.61, 5 — 0.76, 6 — 1.0. Расчетные зависимости показаны сплошными [формула (1)] и штриховыми [формула (2)] линиями. На вставке приведена концентрационная зависимость фотоупругого коэффициента при $\lambda=1.74$ (а), 0.915 (б), 0.78 (в) мкм.

вынужденного двойного лучепреломления dC_{σ}^L/dT в зависимости от состава кристаллов $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ для различных энергий фотонов показаны значками на рис. 2. На рис. 1 и 2 значения C_{σ}^L выражены в Брюстерах, $1 \text{ Б} = 10^{-13} \text{ см}^2/\text{дин}$.

Как видно из данных рис. 1, спектральные зависимости C_{σ}^L в кристаллах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ различного состава качественно совпадают и в целом подобны аналогичным зависимостям в GaAs [1, 2] при $0 < x \leq 0.3$ и в GaP [2] при $0.7 \leq x < 1$. Сильная дисперсия $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ имеет место в области фотонных энергий вблизи прямого края собственного поглощения при $\hbar\omega = E_g^T = \Gamma_1 - \Gamma_{15}$. Особо отметим, что сильная краевая дисперсия $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ имеет место также и в области составов, соответствующих непрямой структуре энергетических зон (рис. 1, кривая 4), причем здесь, так же как и в GaAs [1, 2], $[dC_{\sigma}^L/d(\hbar\omega)] < 0$. С увеличением атомной доли фосфора при $x \geq 0.6$ в спектрах $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ отчетливо проявляется максимум вблизи энергий фотонов $\hbar\omega \leq E_g^T$. В длинноволновой области спектра при $\hbar\omega \ll E_g$ вынужденное двойное лучепреломление света в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ слабо зависит от длины волны излучения.

Концентрационная зависимость $C_{\sigma}^L(x)$ в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ (рис. 1, вставка) имеет немонотонный характер. В области промежуточных составов x наблюдается максимум в зависимостях $C_{\sigma}^L(x)$, положение которого смещается к меньшим x при увеличении длины волны излучения. Для об-

ласти $\hbar\omega \ll E_g^\Gamma$ максимальное значение $C_\sigma^L(\hbar\omega) \approx 21.5$ Б наблюдается при $x \approx 0.2$. Отметим, что немонотонный характер концентрационной зависимости фотоупругих коэффициентов экспериментально наблюдался также в смешанных кристаллах КСl-КВг в видимой области спектра [6].

В области энергий фотонов вблизи края собственного поглощения (при $\hbar\omega \leq E_g^\Gamma$) в кристаллах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ с прямой структурой энергетических зон ($x < 0.46$ [3]) наблюдается сильная температурная зависимость вынужденного двойного лучепреломления $C_\sigma^L(T)$ (рис. 2). В то же время для области $\hbar\omega \ll E_g^\Gamma$ в материалах с прямой структурой энергетических

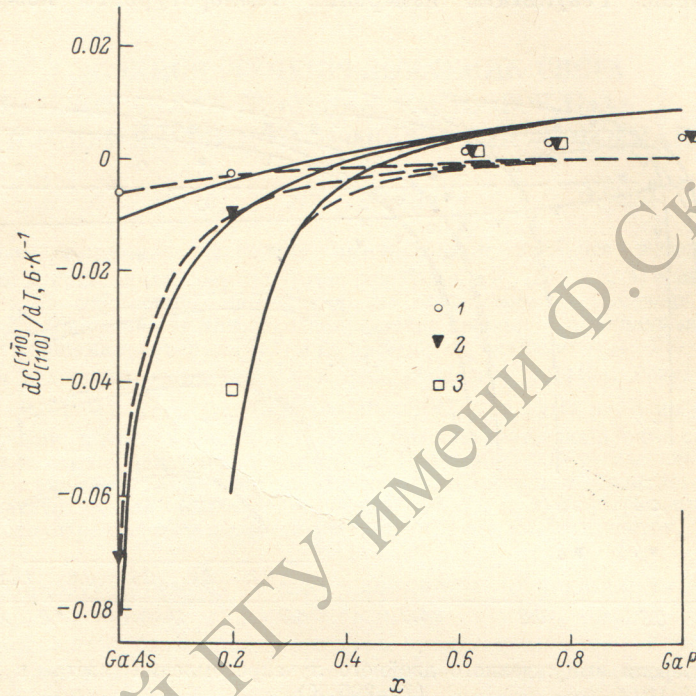


Рис. 2. Концентрационная зависимость температурного коэффициента вынужденного двойного лучепреломления света в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ при $T=295$ К.

Экспериментальные данные показаны значками; λ , мкм: 1 — 1.74, 2 — 0.915, 3 — 0.78; расчетные зависимости — сплошными [формула (1)] и штриховыми [формула (2)] линиями.

зон, а также в материалах с непрямой структурой зон во всей области $\hbar\omega < E_g^X$ вынужденное двойное лучепреломление в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ лишь слабо зависит от температуры.

На рис. 1 и 2 сплошными и штриховыми линиями приведены результаты расчетов спектральных, концентрационных и температурных зависимостей вынужденного двойного лучепреломления в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Эти расчеты были выполнены на основании общих моделей [4], из которых для дисперсии $C_\sigma^L(\hbar\omega)$ в полупроводниках со структурой цинковой обманки в линейном приближении по механическим напряжениям можем получить

$$C_\sigma^L(\hbar\omega) = \frac{1}{2n} \left\{ C^\Gamma + \sum_{j=1,2} \left[\frac{\partial G_j / \partial \sigma}{Q_j} - 2 \frac{E_j G_j (\Delta_j / \sigma)}{Q_j^2} \right] \right\} \quad (1)$$

в модели классических незатухающих осцилляторов, а также

$$C_\sigma^L(\hbar\omega) = \frac{1}{2n} \left\{ C^\Gamma + \frac{1}{\pi} \frac{\partial \langle \epsilon_2 \rangle}{\partial \sigma} \ln \frac{Q_2}{Q_1} + \frac{2 \langle \epsilon_2 \rangle}{\pi \sigma} \left[\frac{E_2 \Delta_2}{Q_2} - \frac{E_1 \Delta_1}{Q_1} \right] \right\} \quad (2)$$

в модели равномерно распределенных осцилляторов, где $Q_j = E_j^2 - (\hbar\omega)^2$; $\Delta_j = E_{j\parallel} - E_{j\perp}$ ($j=0; 1; 2$), а $C^\Gamma = \frac{1}{\pi} \frac{\partial A}{\partial \sigma} \ln \frac{Q_1}{Q_0} + \frac{2A}{\pi \sigma} \left[\frac{E_1 \Delta_1}{Q_1} - \frac{E_0 \Delta_0}{Q_0} \right]$.

Энергии E_j ($j=0; 1; 2$) отвечают характерным междузонным резонансам, причем в кристаллах со структурой цинковой обманки $E_0 = \Gamma_1^c - \Gamma_{15}^v$; $E_1 = \Delta_1^c - \Delta_3^v$; $E_2 = X_1^c - X_5^v$. Параметры G_j ($j=1, 2$) в выражении (1) определяют вероятность оптических переходов вблизи $\hbar\omega = E_{1,2}$. Параметры $A \simeq 0.7/\sqrt{E_0}$ [4] и $\langle \varepsilon_2 \rangle$ характеризуют эффективное среднее значение мнимой части диэлектрической проницаемости в области $E_0 < \hbar\omega < E_1$ и $E_1 < \hbar\omega < E_2$ соответственно.

Так как основные особенности зонной структуры в бинарных соединениях $A^{III}B^V$ и их твердых растворах качественно совпадают, то оптические процессы, определяемые междузонными переходами в окрестностях точек Γ , Δ (L), X зоны Бриллюэна, в целом сходны в указанных полупроводниках и для расчетов дисперсии $C_\sigma^L(\hbar\omega)$ в кристаллах твердых растворов на основе соединений $A^{III}B^V$ здесь можно воспользоваться выражениями (1) и (2). Концентрационные зависимости характерных энергий $E_j(x)$ и основных дисперсионных параметров в выражениях (1) и (2) рассчитаем с использованием следующих приближений:

$$\left. \begin{aligned} E_j(x) &= E_j(0) + [E_j(1) - E_j(0)]x + c_j x(x-1), \\ \Delta_j(x) &= E_{j\parallel}(x) - E_{j\perp}(x) \simeq \text{const}(x), \\ A(x) &\simeq 0.7/\sqrt{E_0(x)}, \\ G_j(x) &= G_j(0) + [G_j(1) - G_j(0)]x, \\ \langle \varepsilon_2(x) \rangle [E_2(x) - E_1(x)] &= \langle \varepsilon_2(0) \rangle [E_2(0) - E_1(0)] + \\ &+ \{ \langle \varepsilon_2(1) \rangle [E_2(1) - E_1(1)] - \langle \varepsilon_2(0) \rangle [E_2(0) - E_1(0)] \} x. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Обоснованность приближений (3) для $E_j(x)$, $\Delta_j(x)$, $A(x)$, $G_j(x)$ подтверждается многочисленными экспериментальными и расчетными данными по оптическим свойствам полупроводниковых твердых растворов [3, 7], где приведены также необходимые численные значения E_j , c_j и G_j для крайних значений составов $x=0$ и $x=1$. Что касается зависимости $\langle \varepsilon_2(x) \rangle$, то возможность приближения (3) здесь подтверждается данными [4], где отмечалось $\langle \varepsilon_2 \rangle (E_2 - E_1) \simeq \text{const}$ для различных соединений $A^{III}B^V$. Зависимости от состава твердого раствора параметров $\partial A(x)/\partial \sigma$, $\partial G_j(x)/\partial \sigma$, $\partial \langle \varepsilon_2(x) \rangle / \partial \sigma$ [2] нетрудно получить путем дифференцирования по σ соответствующих уравнений системы (3). При расчетах температурного коэффициента вынужденного двойного лучепреломления dC_σ^L/dT (рис. 2) мы использовали линейные приближения для температурных зависимостей основных дисперсионных параметров в выражениях (1)–(3) [8].

Как видно из данных рис. 1 и 2, принятые модели позволяют удовлетворительно описать общие закономерности и основные особенности, экспериментально наблюдавшиеся в спектрах C_σ^L для $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Анализ экспериментальных данных показывает, что сильная дисперсия $C_\sigma^L(\hbar\omega)$ в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ вблизи пороговых энергий фотонов, где $[dC_\sigma^L(\hbar\omega)/d(\hbar\omega)] < 0$ (рис. 1), определяется в основном вкладом прямых переходов в области $\hbar\omega \geq E_{\Gamma}^c = \Gamma_1^c - \Gamma_{15}^v$. В длинноволновой области спектра при $\hbar\omega \ll E_g$ величина фотоупругого коэффициента C_σ^L при $\sigma \parallel [111]$, $L \parallel [1\bar{1}0]$ в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, так же как в GaAs и GaP [2], определяется преимущественно вкладом переходов в окрестности особой точки Δ (L) при $\hbar\omega \simeq E_1$.

В соответствии с принятыми моделями максимум в спектрах $C_\sigma^L(\hbar\omega)$ в области составов $x \geq 0.6$ (рис. 1) обусловлен относительным сближением при увеличении атомной доли фосфора энергетических зазоров в Γ - и Δ (L)-точках зоны Бриллюэна от $E_1 - E_0 \simeq 1.4$ эВ при $x=0$ до $E_1 - E_0 \simeq 1$ эВ при $x=1$ [3]. Немонотонный характер концентрационных зависимостей C_σ^L в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ определяется нелинейным характером изменения с составом ширины прямой запрещенной зоны $E_0(x)$ и соответственно параметра $A(x)$. В соответствии с выполненным расчетом максимум в зависимости $C_\sigma^L(x)$ для $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ в области спектра $\hbar\omega \ll E_g$ имеет место

при $x \approx 0.25$, что вполне удовлетворительно согласуется с $x \approx 0.2$, полученным экспериментально (рис. 1).

Температурная зависимость вынужденного двойного лучепреломления (рис. 2), согласно принятым моделям, определяется преимущественно температурным сдвигом прямого края собственного поглощения при $\hbar\omega \geq E_g^T$ и, таким образом, значительно сильнее в материалах с прямой структурой энергетических зон в области вблизи $\hbar\omega \leq E_g^T$ по сравнению с областью вдали от прямого края собственного поглощения, в том числе и в материалах с непрямой структурой энергетических зон при $\hbar\omega < E_g^X$.

Литература

- [1] M. Cardona. Proc. Int. Sch. Phys. «Enrico Fermi», course 52, p. 514. Acad. Press, N. Y. & L., 1972.
- [2] С. А. Гейдур, А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. Опт. и спектр., 46, 714, 1979.
- [3] А. Н. Пихтин. ФТП, 11, 425, 1977.
- [4] А. Н. Пихтин, А. Д. Яськов. ФТП, 12, 1047, 1978.
- [5] С. Ю. Овчинников, В. Н. Разбегаев. Изв. ЛЭТИ, вып. 108, 19, 1972.
- [6] R. Ethiray, V. G. Krishna Murthi, K. G. Vansigir. Phys. St. Sol. (a), 45, 83, 1978.
- [7] А. Н. Пихтин. ФТП, 3, 1069, 1969.
- [8] А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов. Ж. прикл. спектр., 27, 308, 1977.

Поступило в Редакцию 10 июля 1979 г.