

АНИЗОТРОПИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ РЕФРАКЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ A_2B_6 В ОБЛАСТИ КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

*А.А.Борщ, О.М.Бурин, Ф.Т.Васько,
В.Я.Гайворонский*

Измерена анизотропия нелинейного показателя преломления в области края фундаментального поглощения кристаллов CdS_xSe_{1-x} . Сравнение полученных спектральных зависимостей с расчетом для квазикубической модели позволяет связать рассматриваемую нелинейность при комнатной температуре с вкладом межзонных переходов электронно-дырочных пар.

Нелинейность полупроводников в области края фундаментального поглощения интенсивно исследуется в последнее время в связи с перспективами использования в устройствах оптической обработки информации¹. Для описания изменений показателя преломления в этой области был предложен ряд механизмов нелинейности¹. Предполагается, что нелинейность

здесь может быть связана с механизмом, основанным на модели "прямого насыщения" или модели динамического сдвига Бурштейна-Мосса. Возможно также проявление экситонных механизмов нелинейности, особенно при низких температурах. Значительно возрастает и вклад межзонных переходов носителей в поляризуемость полупроводников в области края фундаментального поглощения ^{2, 3}.

При рассмотрении последнего механизма нелинейности обычно используют простую двухзонную модель, описывающую разрешенные переходы между C - и V -зонами ^{1, 2}. Учет сложной структуры валентной зоны реальных полупроводников изменит эти результаты. В материалах A_3B_5 , для которых вклады виртуальных переходов в состояния легких и тяжелых дырок различаются лишь из-за отличия эффективных масс этих состояний, спектральные зависимости для добавок к показателю преломления от неравновесных электронов ($\Delta n^{(e)}$) и дырок ($\Delta n^{(h)}$) заметно отличаются ⁴ от результатов двузонной модели, хотя количественного сравнения с экспериментом для этих материалов, видимо, не проводилось. Более резкие отличия от двузонной модели имеют место в материалах A_2B_6 . Здесь три валентные V_A^- , V_B^- и V_C^- зоны будут невырожденными из-за кристаллического и спин-орбитального расщепления и отличаются сильной анизотропией. Из-за больших (по сравнению с C -зоной) эффективных масс важным оказывается не анизотропия энергетического спектра V -зон, а различие матричных элементов перехода для различных поляризацй света относительно оптической оси кристалла. Именно поляризационная зависимости дисперсии $\Delta n_{\parallel, \perp}(\omega)$ позволяет выделить вклад виртуальных переходов в разные V -зоны. Целью данной работы является количественное сравнение спектральных зависимостей $\Delta n_{\parallel, \perp}(\omega)$ для полупроводников A_2B_6 с расчетом, использующим квазикубическую модель энергетического спектра ⁵, что позволяет идентифицировать механизм оптической нелинейности показателя преломления.

Вклад неравновесных свободных носителей k -ой зоны в оптические характеристики полупроводника для рассматриваемого здесь одноосного кристалла определяется диагональным тензором комплексной электропроводности, получаемым из приведенных в ⁴ выражений

$$\sigma_{\parallel, \perp}^{(k)}(\omega) = \frac{ie^2 N_k}{\omega m_{\parallel, \perp}^{(k)}} + \frac{ie^2}{\omega} \sum_{k \neq k'} M_{\parallel, \perp}^{kk'} \int \frac{dp}{(2\pi \hbar)^3} f_{k\mathbf{p}} [(\epsilon_{k\mathbf{p}} - \epsilon_{k'\mathbf{p}} + \hbar\omega - i\gamma)^{-1} + (\epsilon_{k\mathbf{p}} - \epsilon_{k'\mathbf{p}} - \hbar\omega + i\gamma)^{-1} - 2(\epsilon_{k\mathbf{p}} - \epsilon_{k'\mathbf{p}})^{-1}] \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_{k\mathbf{p}}$ и $f_{k\mathbf{p}}$ — закон дисперсии и функция распределения электронов, N_k — концентрация свободных носителей в k -ой зоне, $m_{\parallel, \perp}^{(k)} = \partial^2 \epsilon_{k\mathbf{p}} / \partial p_{\parallel, \perp}^2$, γ — затухание, определяемое размытием положения экстремума из-за различных механизмов столкновения, полагаем ниже малым и одинаковым для всех переходов. Поскольку распределение $f_{k\mathbf{p}}$ локализовано в области малых импульсов, то можно использовать квадрат межзонного матричного элемента в точке $\mathbf{p} = 0$ и согласно ⁶ написать

$$mM_{\parallel, \perp}^{CVi} = \epsilon_g \chi_{\parallel, \perp}^i / m_C; \quad \chi_{\parallel}^A = 0, \quad \chi_{\perp}^A = 1/2, \quad \chi_{\parallel}^B = 2/3, \quad \chi_{\perp}^B = 1/6, \quad \chi_{\parallel, \perp}^C = 1/3,$$

где ϵ_g — ширина запрещенной зоны, m_C — изотропная эффективная масса электронов C -зоны.

Вблизи края фундаментального поглощения (когда $|\hbar\omega - \epsilon_g|$ сравнима с температурой

электронов T_e и энергиями расщепления V -зон) для вкладов электрона в показатель преломления ⁴ имеем

$$\Delta n_{\parallel, \perp}^{(e)}(\omega) = - \frac{2\pi e^2 N_C}{\kappa_{\parallel, \perp}^{1/2} \omega^2 m_e} \left[1 + \frac{2(\hbar\omega)^2}{n^{1/2} T_e (\epsilon_g + \hbar\omega)} \sum_i \chi_{\parallel, \perp}^i J\left(\frac{\hbar\omega - \epsilon V_i}{T_e}; \frac{\gamma}{T_e}\right) \right],$$

$$J(x; \tilde{\gamma}) = \int_0^{\infty} dy \frac{y^{1/2} (y-x) \exp(-y)}{(y-x)^2 + \tilde{\gamma}^2}, \quad (2)$$

где ϵV_i — энергетический зазор между C - и V_i -зонами, $\kappa_{\parallel, \perp}$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, а вид функций $J(x; \tilde{\gamma})$ приведен на рис. 1. Оценка вклада неравновесных дырок (см. ⁴) дает для рассматриваемой спектральной области малую по парамет-

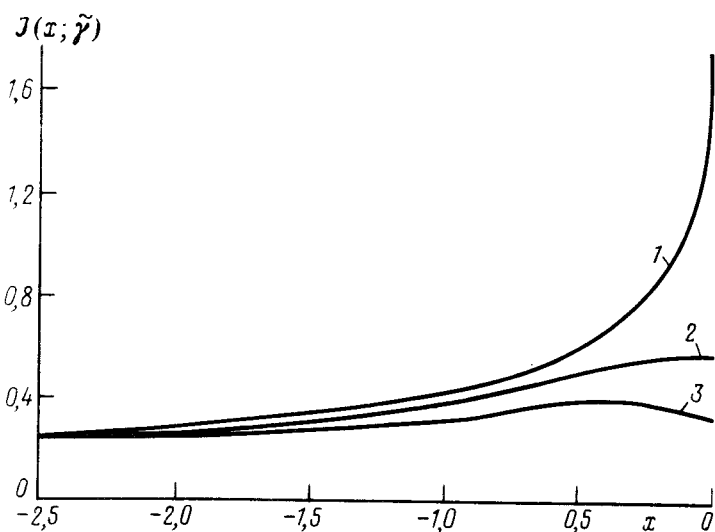


Рис. 1. График безразмерной функции $J(x; \tilde{\gamma})$ в зависимости от параметра $x = (\hbar\omega - \epsilon_g) / T_e$: 1 — $\tilde{\gamma} = 0$; 2 — $\tilde{\gamma} = 0,5$; 3 — $\tilde{\gamma} = 1$

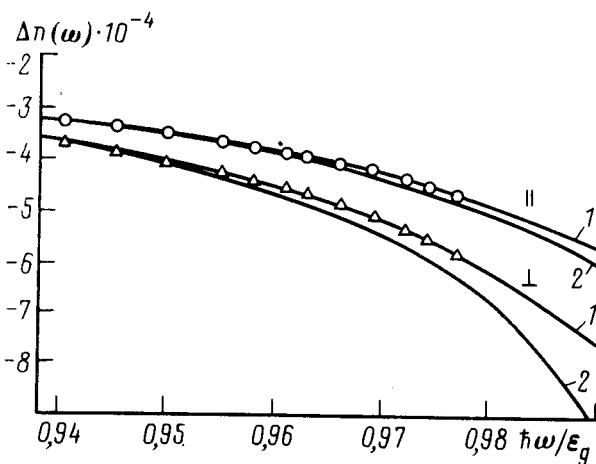


Рис. 2. Частотная зависимость нелинейной добавки к показателю преломления $\Delta n(\omega)$ кристалла $\text{CdS}_{0,84}\text{Se}_{0,16}$. Теоретические кривые 1 соответствуют $\tilde{\gamma} = 1$, 2 — $\tilde{\gamma} = 0$; \circ — экспериментальные значения для $E \parallel c$, Δ — для $E \perp c$

ру m_C/m_{V_i} добавку.

Для измерения коэффициентов нелинейности показателя преломления n_2 и их анизотропии использовалась разработанная нами ранее методика ⁷, в основу которой положен эффект изменения угловых параметров пучка при самовоздействии в нелинейной среде. Точ-

ность измерения n_2 при различных поляризациях света относительно оптической оси кристалла была не хуже 5%. Эксперименты проведены на смешанных монокристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ ($x \approx 0,9 \div 0,6$) хорошего оптического качества, грани которых ориентировались относительно оптической оси и полировались с высокой частотой. Для получения частотной зависимости в области края поглощения использовалось излучение перестраиваемого лазера серии "Колорит" с квазипродольной накачкой излучением 2-й гармоники одномодового лазера на АИГ: Nd^{3+} с пассивной модулирующей добротности. В качестве активной среды использовалась полимерная среда (полиуританокрилат), активированная красителями родамина 6Ж или 6-аминофенинона (диапазон перестройки 560 – 600 нм и 560 – 670 нм соответственно, спектральная ширина – менее 1 нм).

На рис. 2 представлена частотная зависимость отрицательной нелинейной добавки к показателю преломления кристалла $\text{CdS}_{0,84}\text{Se}_{0,16}$ для различных поляризаций света относительно оптической оси c , полученная при комнатной температуре из экспериментальных значений n_2 , коэффициента поглощения и времени жизни носителей для концентрации возбуждаемых носителей $N_C \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Здесь же представлены теоретические зависимости этой величины, вычисленные из (2).

Наблюдаемое хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений при $\tilde{\gamma} = 1$ (что соответствует временам внутризонной релаксации $\sim 2,5 \cdot 10^{-14}$ с и хорошо согласуется с измеренной величиной δ) позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе межзонных переходов неравновесных носителей в нелинейную поляризуемость полупроводников A_2B_6 в области края фундаментального поглощения при комнатной температуре.

Литература

1. Mandel P. et al. From optical bistability towards optical computing. North-Holland, 1987, p. 17, 47, 159.
2. Маев Р.Г., и др. ФТТ, 1973, 15, 18.
3. Борщ А.А., Бродин М.С. Квантовая электроника. Киев: Наук. думка, 1976, с. 3.
4. Васько Ф.Т. Письма в ЖТФ, 1983, 9, 1345; ФТП, 1985, 19, 88.
5. Hopfield J.J. J. Phys. Chem. Sol., 1960, 15, 97.
6. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972; Бир Г.Л., Ивченко Е.Л. ФТП, 1975, 9, 1300.
7. Борщ А.А. и др. ЖЭТФ, 1978, 75, 82; КЭ, 1984, 11, 2041.
8. Fujita H., Kobayashi K., Kawai T. J. Phys. Soc. Japan, 1965, 20, 106.

Институт физики
Академии наук

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
30 мая 1990 г.