

стного электрического поля, возникающего при изменении зарядового состояния поверхности кристаллов действием возбуждающего излучения.

Для установления связи формы экситонной полосы отражения с величиной поверхностного электрического поля выполнены расчеты спектров отражения монокристаллов ZnSe и ZnTe в модели многослойной приповерхностной области методом ступенчатой аппроксимации координатной зависимости экситонного потенциала, сформированного неоднородным распределением пространственного заряда. Показано, что в случае, когда поверхностное электрическое поле достигает ионизирующего для экситонов значения  $E_i$ , вблизи поверхности возникает пространственно неоднородный мертвый слой, интерференция в котором оказывает сильное влияние на форму спектров отражения. Необходимо отметить, что влияние такого слоя учитывалось ранее только при анализе спектров экситонного отражения. В настоящей работе предположено, что структура спектра люминесценции при наличии изменений в спектрах отражения может быть вызвана интерференцией экситонного излучения в на границах приповерхностного безэкситонного слоя.

На основе функции пространственного распределения экситонов были рассчитаны спектры экситонной ФЛ ZnSe и показано, что форма полосы экситонной люминесценции определяется как пространственным распределением экситонов, так и характером частотной зависимости коэффициента пропускания излучения границей кристалла. Пространственное распределение экситонов оказывает влияние на форму экситонного излучения за счет различия влияния реабсорбции на участках спектра с разными коэффициентами поглощения, а интерференция экситонного излучения на границах безэкситонного слоя вблизи поверхности кристалла приводит к существенной трансформации коэффициента пропускания в области экситонного резонанса даже при значениях  $E < E_i$ . На основании проведенных расчетов определены параметры при которых реализуются условия, необходимые для образования дублетной структуры в спектрах экситонной ФЛ. Сравнение измеренных спектров люминесценции с расчетом показало хорошее согласие экспериментальных и теоретических спектров как по форме, так и по энергетическому положению.

УДК 621.315.592

## **О НАПРАВЛЕННОСТИ САМОКАНАЛИРОВАНИЯ СВЕТА В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ**

*Русаков К.И.*

БПИ

В условиях высокой интенсивности возбуждения, осуществляемой при стримерном разряде, когда интенсивность свечения из канала достигает  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и более, в полупроводниках могут реализовываться эффекты самовоздействия излучения. В частности, возможен режим самоканалирования излучения [1,2]. В кристал-

лах CdS самовоздействие света носит сложный характер и проявляется в конкуренции процессов самофокусировки и самодефокусировки [3,4]. При этом самовоздействие феноменологически описывается нечетными членами в разложении нелинейной части поляризации по амплитуде электрического поля или четными для показателя преломления:

$$n = n_0 + \alpha E^2 + \beta E^4 + \dots, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - коэффициент самофокусировки,  $\beta$  - коэффициент самодефокусировки. Эти нелинейные поправки к показателю преломления приводят к тому, что при больших величинах  $E$  первоначально однородная среда становится оптически неоднородной, и ход лучей в оптическом пучке зависит от напряженности поля.

В работе [3] на основании поляризационных измерений коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  в различных кристаллографических направлениях определены тензор кубической нелинейной восприимчивости и отдельные компоненты тензора нелинейной восприимчивости шестого ранга кристаллов CdS, описывающие соответственно процессы самофокусировки и самодефокусировки света:

$$\alpha = (2\pi/n_0)\text{Re}\chi^{(3)}, \quad \chi^{(3)} = \sum \chi^{(3)}_{ijkl} e_i e_j e_k e_l, \quad (2)$$

$$\beta = (2\pi/n_0)\text{Re}\chi^{(5)}, \quad \chi^{(5)} = \sum \chi^{(5)}_{ijklmn} e_i e_j e_k e_l e_m e_n, \quad (3)$$

Результаты этих измерений и расчеты, выполненные при условии, что оба тензора полностью симметричны, указывают на изотропность эффектов самовоздействия в базисной плоскости кристалла, что в отсутствие электрического поля вполне оправдано. Кроме этого, оказалось, что анизотропия  $\chi^{(5)}$  противоположна и больше анизотропии тензора  $\chi^{(3)}$ , т. е.  $\chi^{(5)}_{xxxxxx} > \chi^{(5)}_{zzzzz}$ ,  $\chi^{(3)}_{xxxx} < \chi^{(3)}_{zzzz}$  в широком частотном интервале и становится аномально большой ( $\chi^{(5)}_{xxxxxx}/\chi^{(5)}_{zzzzz} \approx 2,5$ ) в области края собственного поглощения, где анизотропия кубической нелинейной восприимчивости вообще исчезает. Поэтому пространственная зависимость процессов самовоздействия определяется в основном  $\chi^{(5)}$ . По данным [3,4], самофокусировка обусловлена нелинейной поляризуемостью валентных электронов, а самодефокусировка - преимущественно вкладом в нелинейную восприимчивость неравновесных свободных носителей.

Во внешнем электрическом поле симметрия тензора понижается [5], и по аналогии с тензором электрооптического эффекта  $\gamma_{ijk}$ , симметричным по двум индексам, следует рассматривать тензор  $[V^2][[V^2]^2]$ , симметричный по трем парам индексов и по перестановке двух пар:  $\chi_{ijklmn} = \chi_{jiklmn} = \chi_{ijlkmn} = \chi_{ijklnm} = \chi_{ijmnlk}$ . Для гексагональных кристаллов класса 6mm отличны от нуля 20 компонент, среди которых 10 являются независимыми [6].

Выберем систему координат, в которой ось  $Z$  направлена вдоль оптической оси кристалла  $C$ , а вектор электрического поля волны света лежит в плоскости  $XY$  ( $e = \{\cos\varphi, \sin\varphi, 0\}$ ) и составляет угол  $\varphi$  с осью  $X$ . При этом выражение (3) после преобразований приобретает вид (с учетом соотношений между компонентами):

$$\chi^{(5)} = 16(\chi_{111} - \chi_{222}) \cos^6\varphi + 24(\chi_{222} - \chi_{111}) \cos^4\varphi + 9(\chi_{111} - \chi_{222}) \cos^2\varphi + \chi_{266}. \quad (4)$$

Выражение (4), отражающее зависимость эффекта самоканалирования от направления в базисной плоскости (0001) гексагонального полупроводника, имеет всего две тензорных компоненты, однако формально при любых их значениях описывает правильную шестилепестковую фигуру (рис.1,а). Следовательно, направления самоканалирования лежат в плоскостях типа  $\{10 \bar{1}0\}$ , и для их определения необходимо рассмотреть случай расположения вектора  $\mathbf{e}$  в плоскости  $\mathbf{XZ}$  ( $\mathbf{e} = \{\sin\Theta, 0, \cos\Theta\}$ ). Из (3) следует

$$\chi^{(5)} = \chi_{111} \sin^6\varphi + \chi_{333} \cos^6\varphi + 3(\chi_{113} + 4\chi_{155}) \sin^4\varphi \cos^2\varphi + 3(\chi_{133} + 4\chi_{355}) \sin^2\varphi \cos^4\varphi. \quad (5)$$

Последнее выражение содержит 6 неизвестных компонент  $\chi_{pqv}$ . Если принять, что  $\chi_{111}/\chi_{333} = 2,5$ , как в случае полностью симметричного тензора [3], то остальные компоненты, имеющие промежуточные значения, можно считать примерно равными:  $\chi_{133} \approx \chi_{355} \approx \chi_{333}$ . Кроме этого, можно пренебречь одним из двух членов суммы в правой части (5), содержащих произведение типа  $\sin\Theta \cdot \cos\Theta$  и вносящих примерно одинаковый вклад,  $\chi_{133} \approx \chi_{155} = 0 - 0,1\chi_{333}$ . В этом случае соотношение (5) дает три направления (рис.1,б) с углами  $\Theta = 34,5; 92; 143^\circ$ , которые отличаются от направлений разрядов примерно на  $\pm 5^\circ$ . Для лучшего согласия между расчетом и ориентацией разрядов в рассматриваемой плоскости требуются более точные сведения о компонентах тензора  $\chi^{(5)}$  ( $\chi_{111}, \chi_{113}, \chi_{133}, \chi_{155}, \chi_{333}, \chi_{355}$ ), и, по-видимому, учет других членов в разложении нелинейной части поляризации среды или показателя преломления.

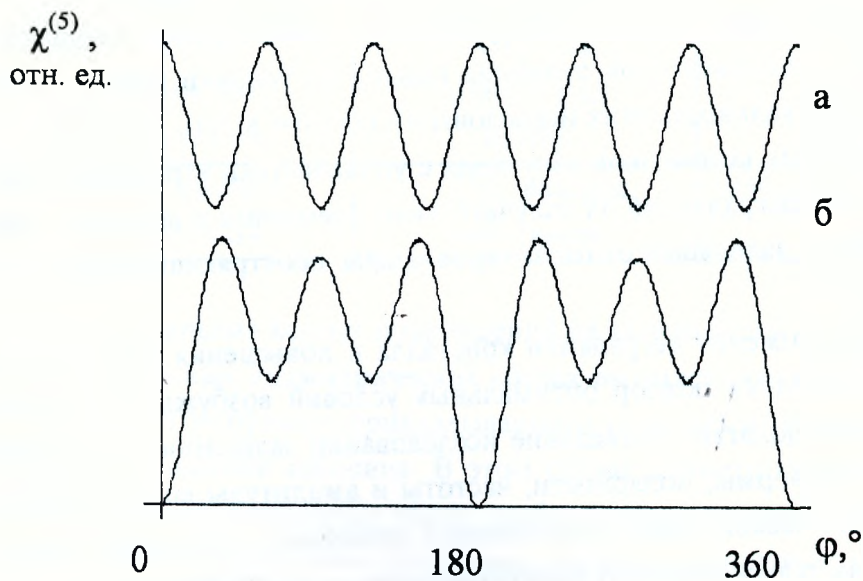


Рис.1. Зависимость нелинейной восприимчивости от направления в плоскости {0001} (а) и  $\{10 \bar{1}0\}$  (б) для кристаллов CdS



Поскольку самоканалирование является четным по полю эффектом, в то время, как стримерные разряды чувствительны к влиянию знака поля, то для понимания механизма их ориентации важно рассматривать не только процессы самовоздействия, но и взаимодействие волн, характеризующееся нечетной полевой зависимостью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В., УФН, 93, 2 (1967)
2. Аскарьян Г.А. УФН, 111, 249 (1984).
3. Борщ А.А., Бродин М.С., Марчевский Ф.Н., Семиошко В.Н. Квантовая электроника, 11, 2041 (1984).
4. Бродин М.С., Резниченко В.Я. В кн. "Физ. соед. А<sup>IV</sup>В<sup>VI</sup>"/ Под ред. А.Н.Георгобиани, М.К. Шейнкмана. -М:Наука, 1968, С.184.
5. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики, М.:Наука, 1975, 680 с.
6. Vedam K., Srinivasan R. Acta Crystallogr., 22, 630 (1967).

УДК 621.315.592

### ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ СТРИМЕРНЫХ РАЗРЯДОВ В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ

*Русаков К.И., Паращук В.В., Гладыщук А.А.*  
БПИ, Институт физики АНБ

В целях изыскания методов повышения ресурса работы излучательных элементов стримерных лазеров необходимы исследования зависимости деградации поверхности монокристаллов сульфида кадмия от условий возбуждения стримерных разрядов. Актуальность этих исследований состоит в том, что применение стримерных лазеров как источников излучения с уникальными характеристиками сдерживается быстрой деградацией их излучательных элементов и нестабильностью стримерных разрядов, зависящей от параметров искры, обостряющей фронт возбуждающего импульса.

Для снижения деградации кристалла и повышения ресурса стримерного излучателя требуется подбор оптимальных условий возбуждения стримерных разрядов, что предполагает проведение исследований зависимости деградации полупроводников от формы, полярности, частоты и амплитуды возбуждающих импульсов, от диэлектрической среды, окружающей кристалл, от способа подведения возбуждающего импульса к образцу полупроводника и других факторов.

Уменьшение яркости стримерной люминесценции в процессе возбуждения стримерных разрядов объясняется изменением свойств диэлектрической жидкости и