

КРИСТАЛЛЫ GaSe И InSe В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

А.А.САЛМАНОВА

Бакинский Государственный Университет

Экспериментально исследовано нелинейное поглощение света и его временная эволюция в области экситонного резонанса в слоистых кристаллах GaSe и InSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Наблюдаемая временная зависимость коэффициента поглощения и его зависимость от интенсивности возбуждения определяются экситон-экситонным взаимодействием и экранированием экситонов плазмой неравновесных носителей. Установлено, что оптическая бистабильность в GaSe носит абсорбционный характер и наблюдаемые гистерезисные петли находятся в хорошем согласии с формулой Фабри-Перо резонатора. На основе GaSe и InSe разработаны быстродействующие неохлаждаемые детекторы оптического излучения, позволяющие регистрировать ультракороткие лазерные импульсы в видимой и ближней инфракрасной области спектра и оптические фильтры лазерного излучения. Показано, что заполнение зон в GaSe светонесителями, генерированными лазерным светом позволяет создать на их основе полупроводниковые лазеры.

Введение

Среди основных направлений фундаментальных разработок в области лазерной физики основное место занимает исследование взаимодействия интенсивного излучения с веществом. Взаимодействие световых волн большой мощности и высокой монохроматичности с веществом привело к созданию новой области физики - нелинейной оптики. Нелинейная оптика, изучающая нелинейные оптические эффекты, характер которых зависит от интенсивности света, позволяет получать богатую информацию о свойствах материальных сред. В проблеме взаимодействия лазерного излучения с твердым телом, особый интерес представляет вопрос об изучении явлений, протекающих в полупроводниковых кристаллах, возбуждаемых сверхвысокими световыми потоками. В полупроводниках, обладающих весьма большой величиной поляризуемости, нелинейные эффекты выражены особенно сильно, что позволяет эффективно их использовать для обнаружения и исследования принципиально новых нелинейных оптических явлений. В настоящее время в квантовой электронике применяется ряд полупроводниковых кристаллов. Однако, дальнейшее развитие квантовой электроники требует поиска новых полупроводниковых материалов, удовлетворяющих растущие потребности этой актуальной области физики. Как показали проведенные нами исследования, слоистые полупроводниковые кристаллы GaSe и InSe являются перспективными материалами для квантовой электроники. Известно, что слоистые кристаллы GaSe и InSe обладают большими нелинейными восприимчивостями, сильной анизотропией физических свойств, большой энер-

гией связи экситонов (~ 20 мэВ), небольшим коэффициентом поглощения у края фундаментального поглощения ($\alpha \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$) и имеют ширины запрещенных зон, находящихся в области генерации современных лазеров.

В настоящей работе приведены основные экспериментальные и теоретические результаты исследования нелинейных оптических и неравновесных явлений в слоистых кристаллах GaSe и InSe при лазерном возбуждении и указаны возможности применения этого класса полупроводников в качестве материалов и элементов квантовой электроники.

Методика эксперимента

Исследования проводились на специально нелегированных кристаллах p-GaSe и n-InSe, выращенных методом Бриджмена. Образцы с толщинами $10 \div 30$ мкм и площадями $\sim 1 \text{ см}^2$ были изготовлены путем скалывания из крупных слитков в направлении параллельном оптической оси-с. На свежеотколотую поверхность образца методом термического испарения в вакууме был нанесен омический контакт In. Согласно холловским измерениям, подвижность и концентрация носителей тока составляли $\mu_n = 1,2 \times 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $n = 7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_p = 20 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $p = 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для InSe и GaSe, соответственно. В качестве источников излучения были использованы YAG:Nd³⁺ лазер (длина волны 1,06 мкм, длительность импульса $\sim 2,5 \cdot 10^{-11}$ с, максимальная мощность $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$) и жидкостной лазер, родамин 6G (область перестройки длин волн 473–540 нм, длительность импульса $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ с, максимальная мощность $\sim 1,2 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$). Интенсивность излучения изменяли при помощи калиброванных нейтральных фильтров. В работе применялись современные методы лазерной спектроскопии, такие как двухлучевой метод, метод измерения времени задержки, нестационарный метод исследования фотопроводимости, метод «светового удара», с применением нестационарной цифровой системы, которая включала запоминающий осциллограф и компьютерную систему.

1. Экситонное поглощение в кристаллах GaSe и InSe при пикосекундном возбуждении [1].

На рис. 1,а представлена зависимость величины коэффициента пропускания монокристаллов InSe при $T = 77 \text{ К}$ от интенсивности излучения при возбуждении кристаллов светом с энергией кванта $h\nu = 1,327 \text{ эВ}$. Как видно из рисунка, наблюдается нелинейное поглощение в области экситонного резонанса и происходит просветление образца на указанной частоте излучения при высоких уровнях возбуждения. Уменьшение величины экситонного поглощения может быть объяснено процессом экранирования (переходом Мотта) для системы экситонов высокой плотности (плотность пар $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, значительно превышает плотность, необходимую для моттовского перехода в InSe[2]). Более детальное исследование просветления и динамики нелинейного поглощения света в области экситонного резонанса было проведено при $T = 4,2 \text{ К}$ с использованием двухпучкового метода. Как и в случае однопучкового возбуждения, в области экситонного поглощения при $T = 4,2 \text{ К}$ наблюдалось просветление. Это отчетливо видно из рис. 1,б, где представлены спектральные зависимости оптической плотности монокристалла InSe при возбуждении образца пикосекундным импульсом света (между импульсом накачки и зондирующим импульсом - нулевая временная за-

держка). Насыщение просветления образца наблюдается при более высоком уровне возбуждения по сравнению со случаем резонансного возбуждения экситонной линии (рис.1,в). В данном случае исчезновение пика экситонного поглощения может быть объяснено экранированием кулоновского взаимодействия свободными носителями. Длину экранирования можно определить по следующей формуле [3]

$$L = \hbar / 2(\pi / 3)^{1/6} N^{-1/6} \frac{\epsilon^{1/2}}{em^{*1/2}}, \quad (1)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость кристалла, m^* - эффективная масса, N -концентрация генерированных носителей.

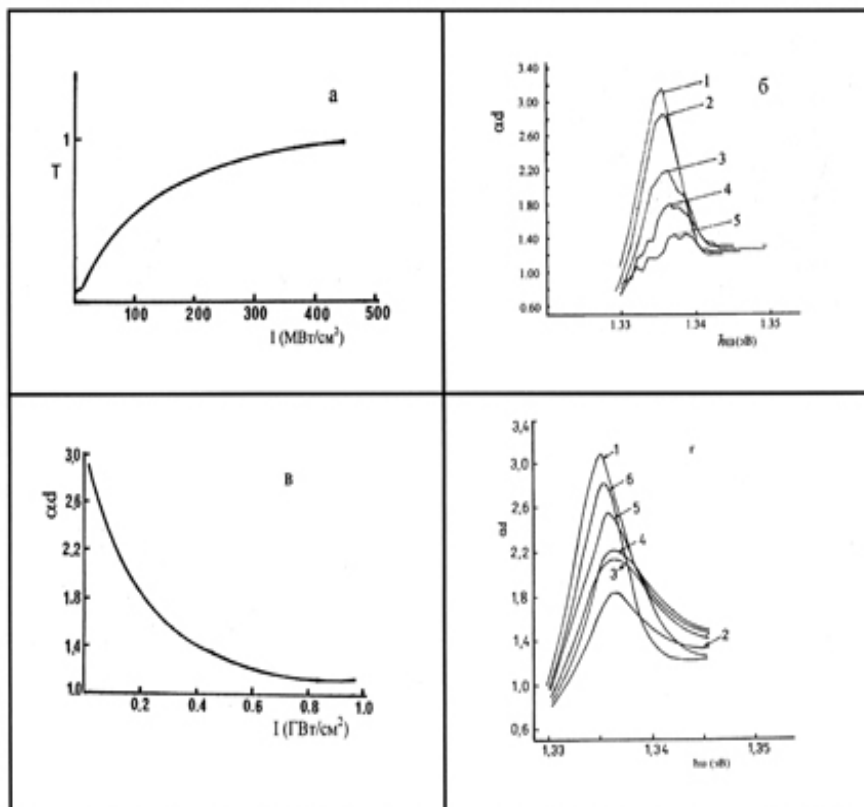


Рис.1. а) Зависимость коэффициента пропускания от интенсивности возбуждения (в случае резонансного возбуждения InSe, $h\nu=1,327\text{эВ}$) при $T = 77\text{ K}$, б) Спектры поглощения InSe при различных интенсивностях возбуждения $I_{\text{нак}}$ (МВт/см²): 1 - 0, 2-12, 3-60, 4-250, 5-600 (между импульсом накачки и зондирующим импульсом - нулевая временная задержка, $\Delta t=0$)при $T= 4,2\text{K}$, в) Зависимость оптической плотности InSe от интенсивности возбуждения ($h\nu_{\text{нак}} = 2,34\text{эВ}$, $h\nu_{\text{проб}} = 1,336\text{эВ}$, $\Delta t = 0$) при $T= 4,2\text{ K}$, г) Спектры поглощения InSe при различных временных задержках между импульсом накачки и пробным импульсом : 1 - $I_{\text{нак}} = 0$, 2 - $\Delta t = 24\text{пс}$, 3 - $\Delta t = 98\text{пс}$, 4 - $\Delta t = 297\text{пс}$, 5- $\Delta t = 660\text{пс}$, 6- $\Delta t = 910\text{пс}$, $I_{\text{нак}} = 600\text{ МВт/см}^2$, $h\nu_{\text{нак}} = 2,34\text{эВ}$, $T= 4,2\text{ K}$.

Подставляя значения соответствующих параметров кристаллов InSe, получим, что длина экранирования $L \sim 10\text{Å}$ намного меньше радиуса экситона, бо-

ровский радиус экситона в InSe $\sim 37\text{\AA}$. На рис. 1,г приведены спектры поглощения кристаллов InSe для различных временных задержек между зондирующим импульсом и импульсом накачки. Видно, что наблюдается уширение спектральной линии и сдвиг максимума экситонного поглощения в область высоких энергий относительно невозбужденного состояния. В области энергий между уровнем экситона и краем зоны проводимости появляется наведенное поглощение. Нелинейное поглощение в GaSe, в области экситонного резонанса может быть объяснено также как, и в случае кристаллов InSe, процессом экранирования (переходом Мотта) для системы экситонов высокой плотности. Плотность пар, генерированных лазерным светом в GaSe, равна $3 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$, что значительно превышает плотность, необходимую для моттовского перехода в GaSe, $n_{\text{Мотт}} = 10^{17} \text{см}^{-3}$ [4].

2. Оптическая бистабильность в GaSe [5].

Явление оптической бистабильности (ОБ) возникает в нелинейных системах с обратной связью [6,7]. Обычно под ОБ понимают существование двух устойчивых состояний для выходного сигнала при одном значении входного. ОБ представляет интерес как с практической точки зрения для создания безынерционных оптических транзисторов, переключателей, элементов памяти и других оптоэлектронных устройств, в которых электрический ток заменен световым пучком, так и для изучения нелинейных оптических процессов, определяющих бистабильное поведение систем.

На рис.2 представлена зависимость интенсивности излучения лазера падающего (I_0) и прошедшего (I_t) через кристалл GaSe (кривая 1). Как видно из рисунка, при малых уровнях возбуждения I_t линейно меняется от I_0 , по мере возрастания мощности накачки эта зависимость становится нелинейной. При высоких уровнях возбуждения наблюдается слабая зависимость интенсивности сигнала на выходе из резонатора при изменении интенсивности падающего излучения. При уменьшении уровня возбуждения, в зависимости интенсивности отраженного луча от эталона Фабри-Перо от интенсивности падающего, обнаружен гистерезис. При перестройке длины лазерного излучения от линии экситонного резонанса (область прозрачности и в области, где энергия фотона превышала энергию экситонного состояния), меняется характер пропускания от бистабильного до линейного (кривые 3, 4).

ОБ в GaSe в области экситонного поглощения носит абсорбционной характер и связана с процессом экситон-экситонного взаимодействия. Для сопоставления экспериментальных данных с теоретической кривой использовалось выражение бистабильного элемента [8]

$$I_t = I_0(1 - R^2) \exp(-\alpha L) / Z, \quad (2)$$

где $Z = (1 - R \exp(-\alpha L))^2 + 4R \exp(-\alpha L) \sin^2 \delta$, R-коэффициент отражения среды, α -коэффициент поглощения, L-длина резонатора, $\delta = 2\pi nL/\lambda$.

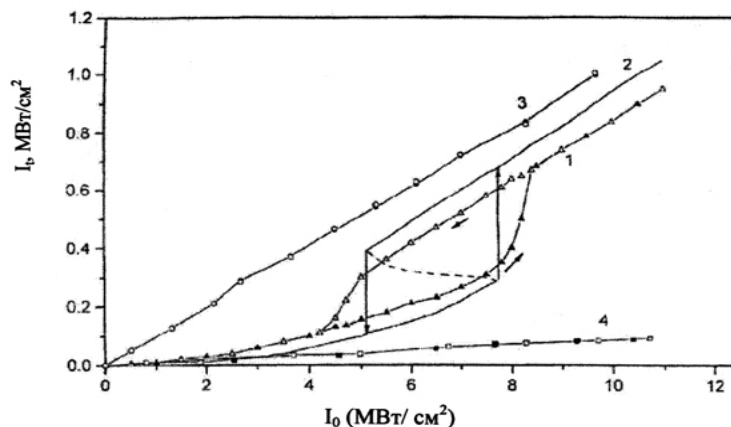


Рис.2. Зависимости интенсивности излучения, прошедшего через кристалл GaSe, от интенсивности падающего излучения; длина волны излучения лазера: 1-620,7нм; 3-624,8нм; 2-теоретическая зависимость.

На рис.2 (кривая 2) приведена эта зависимость с учетом экспериментальных данных $\alpha(I_0)$. Видно, что теоретические и экспериментальные зависимости находятся в удовлетворительном согласии.

3. Эффект заполнения зон в кристаллах GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения [9].

Известно, что в полупроводниках при высоких уровнях оптического возбуждения генерируется большое количество электронно-дырочных пар. Так как электроны и дырки являются фермионами, то, согласно принципу Паули, на каждом квантовом состоянии может быть не более двух электронов с разными спинами ($\pm 1/2$). Занятые носителями состояния являются, как бы конечными состояниями в процессе оптического поглощения. Согласно принципу минимизации энергии, носители в квазиравновесии заполняют зоны, начиная от дна, поэтому, вначале заполняется наинизшие энергетические состояния. В результате этого окрестности зоны проводимости заполняются электронами, а потолок валентной зоны дырками. Заполнение зон, в конечном итоге, приводит к нелинейному поглощению в области края полосы поглощения, с одновременным его сдвигом в высокоэнергетическую область спектра.

На рис.3,а приведены спектры поглощения кристаллов GaSe при низких (кривая 1) и высоких (кривая 2) уровнях оптического возбуждения. Как видно из рисунка, при высоких уровнях возбуждения происходит уменьшение поглощения около запрещенной зоны и одновременно сдвиг края полосы поглощения в сторону высоких энергий. Изменение коэффициента поглощения ($\Delta\alpha$) было найдено прямым вычитанием кривых 1 и 2, результаты которого представлены на рис.3,б. Видно, что максимальное изменение поглощения имеет место в непосредственной близости от запрещенной зоны. По нашему мнению, наблюдаемое нелинейное поглощение около запрещенной зоны может быть обусловлено эффектом оптического заполнения в GaSe, т.е. электроны и дырки, генерированные лазерным светом, в результате быстрой релаксации до термического распределения, блокируют дальнейшее поглощение на краю полосы поглощения. Это

приводит к просветлению края поглощения и его сдвигу в сторону высоких энергий. В этом случае оптическое поглощение становится отрицательным и это приводит к усилению света, прошедшего через образец, что является предпосылкой для создания полупроводникового лазера на основе кристаллов GaSe.

Экспериментально найденные значения ($\Delta\alpha$) были сопоставлены с теоретическими [10], согласно которым относительное изменение $\frac{\Delta\alpha \cdot 100\%}{\alpha_0}$ для

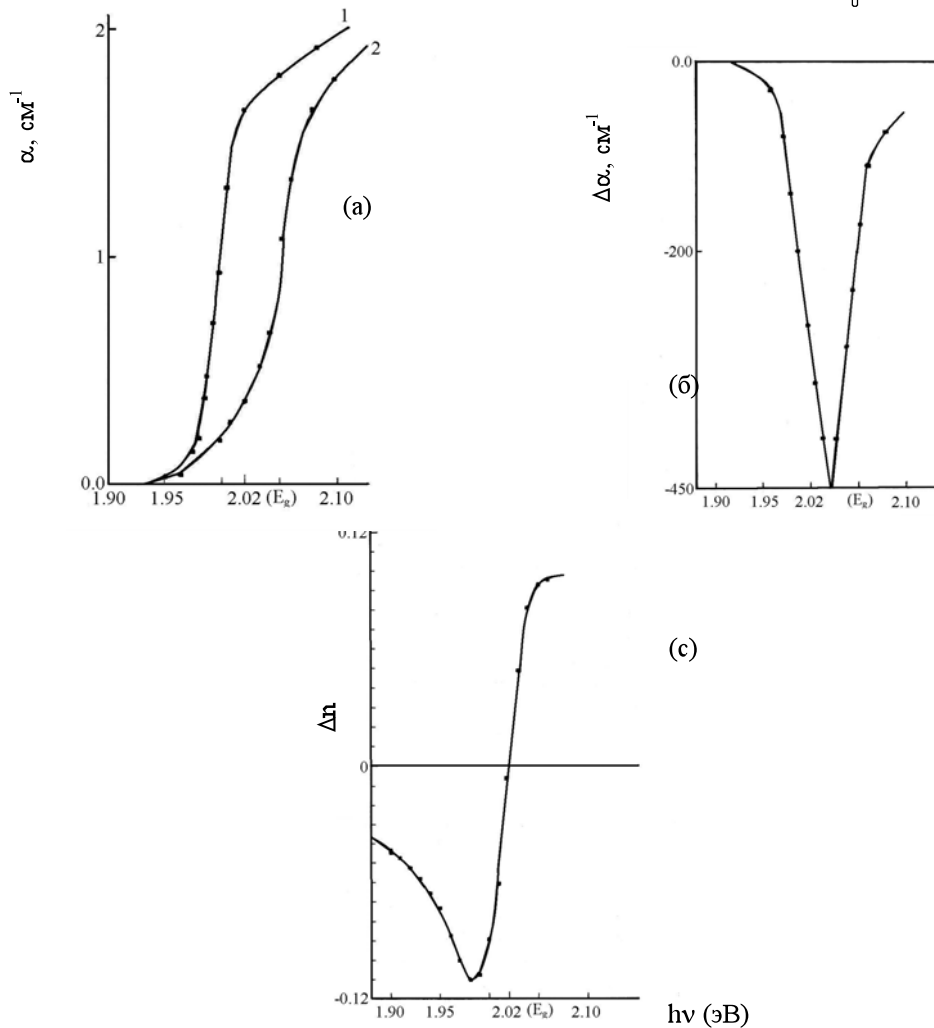


Рис.3. (а) Спектры поглощения кристаллов GaSe при низких (3,5 МВт/см², кривая 1) и высоких (12МВт/см², кривая 2) интенсивностях возбуждения; (б) Изменение коэффициента поглощения ($\Delta\alpha$); (с) Изменение показателя преломления (Δn).

GaSe составляет ~12%. Это значение близко к экспериментально найденному значению, которое составляет 15%. Незначительная разница между теоретическими и экспериментальными результатами может быть обусловлена тем фактом, что в работе [10] не учитывается экситонное взаимодействие, хотя в широ-

козонных полупроводниках, таких как GaSe, кулоновский электронно-дырочный корреляционный эффект должен быть учтен. Учет экситонного взаимодействия в конечном итоге приведет к более точному определению нелинейного поглощения. Эффект заполнения зон наряду с нелинейным поглощением ведет также к сильной зависимости показателя преломления GaSe от интенсивности света. На основе соотношения Крамерса – Кронига, зная изменение коэффициента поглощения ($\Delta\alpha$), можно определить изменение показателя преломления (Δn) для энергии фотонов $\hbar\omega$ [11]

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{hc}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega')}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d(\hbar\omega') \quad (3)$$

Вставив экспериментально найденные значения $\Delta\alpha$ в формулу (3) определим Δn , результаты которого приведены на рис.3,в. Как видно из рисунка, изменение показателя преломления ведет к нелинейным эффектам: $\Delta n(\omega)$ отрицательно при частотах меньших, чем край полосы поглощения и положительно в высокоэнергетической области [12].

4. Фотопроводимость и люминесценция кристаллов GaSe и InSe при высоких уровнях оптического возбуждения [13 - 15].

Исследование фотопроводимости (ФП) кристаллов GaSe под действием лазерного излучения показывает, что анизотропия кристаллов влияет не только на их электрические свойства, а также на фотоэлектрические и оптические свойства. Показано, что спектры ФП GaSe в области края поглощения при различных конфигурациях токовых контактов определяются двумя факторами: локализацией электронных состояний вдоль оси-с, обусловленной наличием дефектов упаковки и нелинейным поглощением света в области экситонного поглощения. Действительно, как видно из рис.4,а при $E \perp c$ в спектрах наблюдаются примесная и экситонная ФП. С ростом мощности накачки оба пика возрастают, а при очень высоких уровнях возбуждения в спектре доминирует только длинноволновый максимум, а экситонный пик исчезает полностью. В случае $E \parallel c$ наблюдается ФП лишь в длинноволновой области спектра (рис.4,б). Подавление экситонной ФП при высоких уровнях возбуждения связано с экситон-экситонным взаимодействием.

В слоистых кристаллах InSe под действием мощного лазерного излучения наблюдалось рекомбинационное излучение за краем фундаментального поглощения, в области энергий, примерно два раза превышающих ширину запрещенной зоны. Полученные нами результаты, в частности, значительная полуширина линии, ее слабая температурная зависимость, стабильность линии вплоть до 300К и выше, слабая зависимость интегральной интенсивности от температуры, асимметрия линии излучения с более коротковолновым краем, могут быть более последовательно интерпретированы с точки зрения представлений о гиперболическом экситоне.

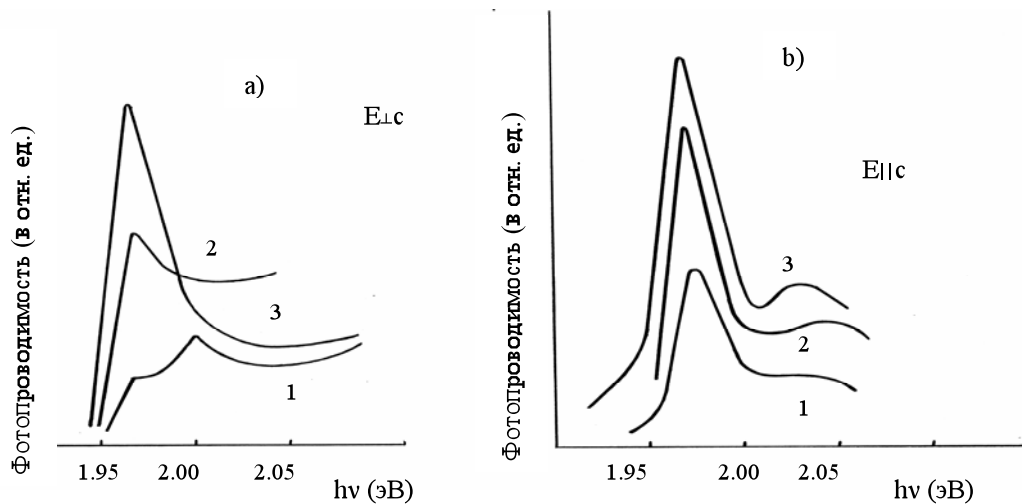


Рис. 4. Спектры фотопроводимости кристаллов GaSe для двух конфигураций токовых контактов: а- $E \perp c$ при интенсивностях возбуждения 0,05 (1), 0,16 (2), 0,40 (3) $\text{МВт}/\text{см}^2$; б- $E \parallel c$ при интенсивностях возбуждения 0,05 (1), 1,15 (2), 6,40 (3) $\text{МВт}/\text{см}^2$.

5. Оптические фильтры и быстродействующие детекторы лазерного излучения на основе кристаллов GaSe и InSe [16- 18].

На основе кристаллов GaSe и InSe нами были созданы оптические фильтры и быстродействующие детекторы лазерного излучения. Механизм действия ослабителей лазерного излучения, работающих в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, связан с эффектом смещения края полосы поглощения кристаллов GaSe и InSe под действием электрического поля. На рис.5 приведены спектры пропускания GaSe при различных значениях приложенных к образцу напряжений. Как видно из рисунка, край полосы поглощения GaSe без приложенного электрического поля соответствует длине волны $\lambda=620\text{нм}$, что хорошо согласуется с результатами работ по электропоглощению в GaSe [19]. При приложении к образцу напряжения наблюдается сдвиг края полосы поглощения в длинноволновую область спектра. При этом сравнительно большой сдвиг $\sim 16\text{нм}$, что соответствует 50 мэВ, наблюдается при 17В. В образцах InSe край полосы поглощения без приложенного поля находится при $\lambda=998\text{нм}$, что соответствует ширине запрещенной зоны кристаллов InSe. При приложении электрического поля, как и в случае GaSe, наблюдается сдвиг края поглощения в сторону длинных волн. При напряжении 7,3В край поглощения находится при 1074нм, при этом величина сдвига составляет 75,8нм (88мэВ). Зависимость величины сдвига края полосы поглощения ($\Delta\lambda$) от приложенного электрического поля (E) для GaSe и InSe носит степенной характер $\Delta\lambda \sim E^n$, где $n=2,1 \div 2,5$. Эксперименты показывают, что с увеличением приложенного напряжения в исследованных образцах в длинноволновой области спектра наблюдается значительная фоточувствительность. Так как сдвиг края полосы поглощения должен влиять и на интенсивность прошедшего через образец лазерного излучения, нами были проведены исследования зависимости пропускания различных лазерных лучей

(625; 629; 632,8; 634 и 1060нм) от величины приложенного напряжения. В зависимости от длины волны лазерного луча, при напряжениях $\sim (7 \div 16)\text{В}$, достигается 100-кратное ослабление интенсивности лазерного излучения.

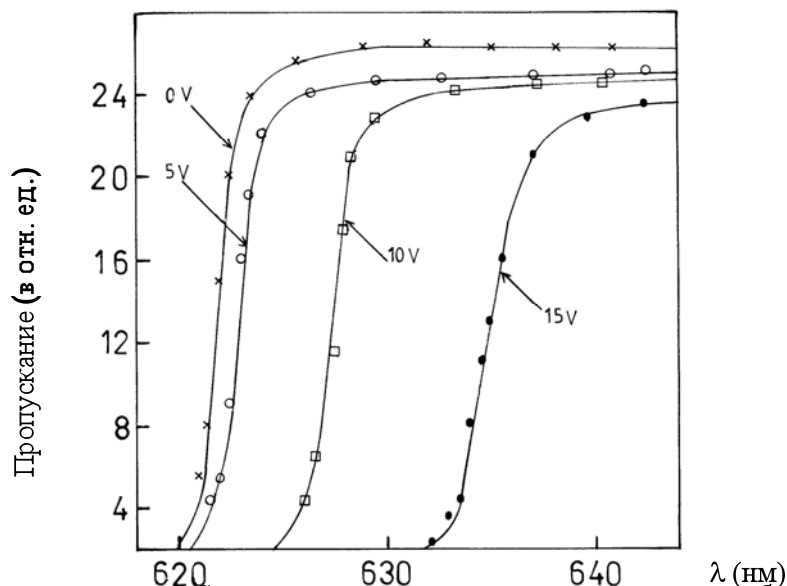


Рис.5. Спектры пропускания GaSe при различных значениях приложенных к образцу напряжений.

Регистрация лазерных импульсов при комнатной температуре является одним из актуальных вопросов лазерной техники. Среди новых материалов, тестируемых для этой цели, кристаллы GaSe и InSe показывают многообещающие характеристики. На рис.6 приведена типичная осциллограмма одного из исследованных образцов p-GaSe. Как видно из рисунка величина времени нарастания и падения фотосигнала не превышает 10 наносекунд. Темновой ток составляет $6 \times 10^{-6}\text{А}$ при приложенном внешнем напряжении $\sim 1\text{В}$. Чувствительность детекторов была равна $0,25\text{ мкА/мкВ}$ при длине волны падающего излучения $\lambda=600\text{ нм}$. Зависимость фототока от приложенного напряжения в интервале интенсивности $(1,4 - 12,0)\text{ МВт/см}^2$ носит линейный характер, вплоть до 25В . Сравнения детекторов GaSe, изготовленных нами с силиконовыми детекторами, используемыми в настоящее время для регистрации лазерных импульсов показали, что при одних и тех же экспериментальных условиях (длина волны, интенсивность, длительность лазерного излучения, величины нагрузочного сопротивления и приложенного напряжения) эти детекторы имеют почти одинаковые характеристики. Следует отметить, что если детекторы на основе кристаллов GaSe работают в видимой области спектра, кристаллы InSe позволяют перекрыть ближнюю инфракрасную область спектра. Детекторы из InSe имели постоянную времени меньше, чем 10^{-8}с при чувствительности 15 мкА/лм на длине волны рубинового лазера.

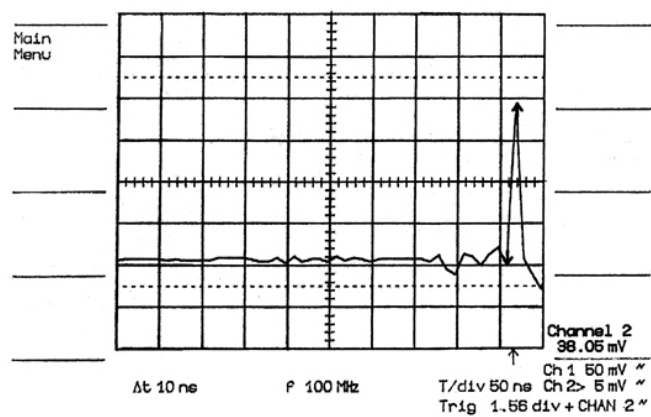


Рис. 6. Осциллограмма лазерного излучения на основе образцов р-GaSe.

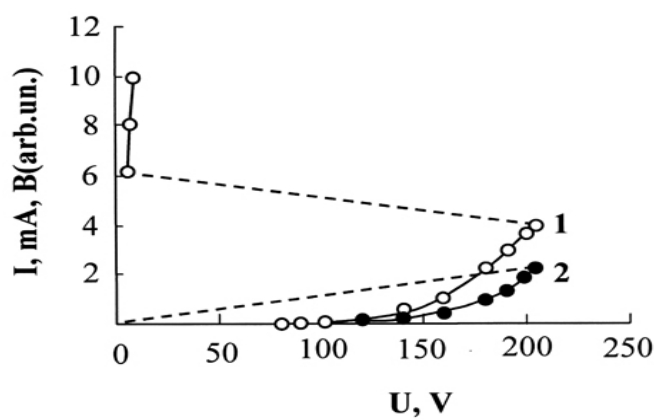


Рис. 7. Вольт-амперная (1) и вольт-яркостная (2) характеристики на основе твердых растворов $\text{GaS}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ при 77 К.

6. Фототриггерный эффект в твердых растворах $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ [20].

Обнаружены и исследованы эффекты переключения и электролюминесценции, а также взаимосвязь между ними в монокристаллах твердых растворов $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$. Установлено, что пороговое напряжение переключения зависит от температуры, удельного сопротивления и состава x твердых растворов, а также от интенсивности и спектрального состава фотоактивного света. Вследствие этого наблюдается фототриггерный эффект под действием света из области собственного поглощения. В предпробойной области вольтамперной характеристики наблюдается электролюминесценция, интенсивность которой скачком уменьшается до нуля при переключении образца из высокоомного состояния в низкоомное состояние (рис.7). Экспериментальные результаты свидетельствуют об инжекционном механизме электролюминесценции и эффекта переключения.

Заключение

На основе вышеизложенного можно утверждать, что слоистые кристаллы GaSe и InSe являются перспективными материалами для квантовой электроники, обладая большим значением нелинейной восприимчивости и большим разнообразием механизмов нелинейности показателя преломления и коэффициента поглощения. Эти кристаллы могут успешно применяться в качестве оптических модуляторов, полупроводниковых лазеров, оптических фильтров, безинерционных детекторов, элементов памяти и оптической бистабильности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. // Неорганические материалы. 2007, т.43, №12, с.1.
2. Cingolani A., Cingolani R., Ferrara A., Lugara M. // Sol. Stat. Commun., 1985, v.55, №11, p. 1011.
3. Гросс П. // Свободные электроны в твердых телах. М.: Мир, 1982, с.35.
4. Frova A., Schmid Ph., Grisel A., Levy F. // Sol. Stat. Commun., 1977, v.23, №1, p. 45.
5. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Агаева А.А., Мурсалов Э.Т. // Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, 1999, №3, с.34.
6. Abraham E., Smith S.D. // Rep. Progr. Phys. 1982, v.45, p. 815.
7. Gibbs H.M. // Academic Press, 1985, p.145.
8. Henneberger F. // Phys. Stat. Sol.(b), 1986, v. 137, p. 371.
9. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Агаева А.А. // Известия НАНА, сер. физ.-мат. и тех. наук, 2002, №5, с.15.
10. Kalia R.K. // Phys.Rev.(B), 1982, v.25, p. 6492.
11. Yamamura N.O., Yamamura O., Matsuo T. // J. Phys. Chem. Solids, 1992, v. 53, №2, p.277.
12. Peyghambarian N., Koch S.W., Mysyrovicz A. // Phys.Rev., 1993, v.153, №4, p. 567.
13. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. // Неорганические материалы. 2008, т.44, №4, с.5.
14. Кузым-заде А.Г., Салманов В.М., Нумпанова И., Агаева А.А. // Acta Phys., 2002, v. XL III, p. 61.
15. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Агаева А.А. // Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, 2003, №2, с.104.
16. Agayeva A., Salmanov V., Gousseynov E., Samedov S. // Int. J. of Infrared and Millime-

- ter Waves, 1999, v.20, №1, p.71.
17. Салманов В.М., Мамедбейли И.А., Гусейнов Э.Л., Агаева А.А. // Приборы и техника эксперимента, 1996, №6, с. 130.
 18. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. // ЖТФ, 2007, т.77, вып. 12, с.80.
 19. Abdullaeva S.G., Gadjiyev V.A., Kerimova T.G., Salaev E.Yu. // Nuovo Cimento B, 1977, v. 38, p.459.
 20. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Мохтари А.Г., Дадашова В.В., Агаева А.А.// ФТП, 2008, т.42, вып.5, с.532.

GaSe VƏ InSe KRİSTALLARI KVANT ELEKTRONİKASINDA

A.Ə. SALMANOVA

XÜLASƏ

GaSe və InSe kristallarında yüksək optik həyəcanlaşmada eksiton rezonansı oblastında qeyri-xətti optik udulma hadisəsi müşahidə olunmuş, bu prosesin lazer şüalarının intensivliyindən, həyəcanlaşma impulsu ilə zondlaşdırıcı impuls arasındakı zaman fərqi və temperaturdan asılılıqları öyrənilmiş və bu hadisənin eksiton-eksiton qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verdiyi müəyyən edilmişdir. Lazer şüalarının təsiri ilə GaSe kristallarında zonaların dolma effekti müşahidə olunmuş, bu hadisənin udma kənarının şəffaflaşmasına və onun böyük enerji oblastına tərəf sürüşməsinə səbəb olduğu göstərilmişdir. Göstərilmişdir ki, GaSe kristallarında dolma effektinin aşkar edilməsi onların əsasında yarımkeçirici lazerlərin hazırlanmasına imkan verir. GaSe kristallarında $T=300$ K optik bistabillik hadisəsi müşahidə olunmuş və bu prosesin qeyri-xətti optik udulma və Fabri-Pero rezonatorunda müsbət əks rəbitə ilə bağlı olduğu göstərilmişdir. GaSe və InSe kristalları əsasında optik filtrlər və ultraqısa müddətli lazer impulslarını otaq temperaturunda ölçə bilən detektorlar hazırlanmasının mümkünüyü göstərilmişdir.

GaSe AND InSe CRYSTALS IN QUANTUM ELECTRONICS

A.A. SALMANOVA

SUMMARY

The nonlinear light absorption α its time evolution in the exciton resonance field in GaSe & InSe layered crystals in high optical excitation levels have been experimented. The observed time dependences of the absorption coefficient and its excitation intensity dependences are determined by exciton-exciton interaction and exciton screening by the plasma of nonequilibrium carriers. The optical bistability in GaSe is of absorptional character and the observed hysteresis loops agree well with Fabry-Pero resonator formula. The fast, uncooled detectors of optical radiation on the basis of GaSe and InSe, allowing to record the ultrashort laser impulses in the close and visible IR field of spectrum and optical filters of laser radiation are developed.

The band-fillings in GaSe with hight carriers, generated by laser allow to set semiconductor laser on their basis.