

FİZİKA

УДК 621.38

**НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ
И ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
В GaSe ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ****А.Г.КЯЗЫМ-ЗАДЕ*, В.М.САЛМАНОВ*, А.Г.ГУСЕЙНОВ*,
А.А.САЛМАНОВА**, Р.М.МАМЕДОВ*, Ф.Ш.АХМЕДОВА****** Бакинский Государственный Университет****² Азербайджанский Государственный Университет****Нефти и Промышленности****vagif_salmanov@yahoo.com**

Экспериментально исследованы нелинейные оптические свойства кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. В качестве источника излучения были использованы Nd:YAG лазер (2-я гармоника, $\lambda=532$ нм) и жидкостной лазер (область перестройки длин волн излучения 594-643 нм). Показано, что при высоких уровнях оптического возбуждения край полосы поглощения сдвигается в сторону более низких энергий (красное смещение). Величину и знак нелинейного коэффициента поглощения и показателя преломления измеряли с использованием метода z-сканирования. Показано, что наблюдаемые особенности в спектрах поглощения и показателя преломления обусловлены безызлучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар, генерированных лазерным излучением, которые передают свою энергию кристаллу посредством фононного излучения, что приводит к нагреву решетки.

Ключевые слова: GaSe, лазер, нелинейное поглощение, метод z -сканирования.

Известно, что физические свойства полупроводников в сильной степени зависят от влияния на них внешних воздействий: давление, температура, электрическое поле, легирование и т.д. [1-3]. Эти и другие факторы по-разному влияют на край полосы поглощения. При всестороннем сжатии кристалла, обеспечиваемом так называемым гидростатическим давлением, расстояние между его атомами уменьшается. Но уменьшение межатомного расстояния вызывает увеличение ширины запрещенной зоны. С повышением температуры происходят расширение решетки и усиление колебаний атомов относительно положений равновесия. За исключением некоторых полупроводников (CuCl, PbS,...) рост температуры приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны. Электрическое поле

приводит к эффективному уширению всех уровней и низкоэнергетический сдвиг края полосы поглощения (эффект Франца-Келдыша). Красное смещение края полосы поглощения приводит к увеличению оптического поглощения при энергиях меньше, чем ширина запрещенной зоны. В вырожденном (сильно легированном) полупроводнике край полосы поглощения находится при гораздо больших энергиях, чем в собственном материале (эффект Бурштейна-Мосса). Объяснение этого эффекта, заключается в том, что благодаря достаточно низкой плотности состояний в зоне проводимости относительно малое число электронов может заполнить эту зону, что будет влиять на край поглощения. Другими словами, многие состояния вблизи дна зоны проводимости уже заполнены и поэтому не могут принимать электроны, оптически возбуждаемые из валентной зоны.

Взаимодействие световых волн большой мощности и высокой монохроматичности с веществом, привело к возникновению новой области физики – нелинейной оптики, в результате которой расширились возможности влияния лазерного излучения на оптические свойства полупроводников. В качестве примера можно привести заполнение зон в полупроводнике под действием лазерного излучения (Bandfilling effect) [4]. Электроны и дырки, как фермионы подчиняются принципу Паули, на каждом энергетическом уровне зоны, который определяется волновым вектором k , может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Занятое состояние больше не доступно как конечное состояние в процессе оптического поглощения. Из-за принципа минимизации энергии, носители в квазиравновесном состоянии занимают доступные состояния из нижней части зоны, так что энергетически самые низкие состояния заняты первыми. Это приводит к заполнению состояний вблизи дна зоны проводимости электронами, а в верхней части валентной зоны - дырками. Таким способом заполнение зон приводит к просветлению края полосы поглощения и его сдвиг в высокоэнергетическую область спектра.

Кристаллы GaSe являются весьма перспективными материалами для проведения такого сорта экспериментов. Благодаря слоистой структуре, высокой поляризуемости, оптической однородности и естественным зеркальным поверхностям, кристаллы GaSe нашли широкое применение в оптоэлектронике и в них обнаружены такие эффекты как: генерация гармоник [5, 6], параметрическая генерация света [7, 8], оптическая бистабильность [9], многофотонное поглощение [10], электронно-дырочная плазма [11-15], вынужденное излучение [16-20] и т.д.

В настоящее время для измерения нелинейных оптических параметров полупроводников применяются различные экспериментальные методы: памп-проб спектроскопия (pump-probe spectroscopy) [4], нелинейная интерферометрия (optical interferometry) [21], четырехволновое

смешение (four-wave mixing) [22], трехволновое смешение (three-wave mixing) [23], нелинейное пропускание (nonlinear transmission measurement) [24], лучевая дисторсия, так называемый метод z-сканирования (beam-distortion technique, referred to as a z-scan) [25] и Моир дефлектометрия (Moire deflectometry) [26]. В данной работе нелинейный коэффициент поглощения и коэффициент преломления кристаллов GaSe были измерены простым однолучевым методом, называемым методом z-сканирования.

Методика эксперимента

Исследованные кристаллы GaSe были выращены методом Бриджмена. Образцы относились к ϵ -модификации, имели гексагональную структуру и обладали p-типом проводимости. Структура этих кристаллов состоит из последовательно упакованных слоев, каждый из которых содержит четыре плотно связанных атомных плоскости Se-Ga-Ga-Se [27]. Связь между двумя соседними слоями имеет тип Ван-дер-Ваальса, в то время как внутри слоя связь преимущественно ковалентная. Образцы с толщинами ~ 20 -100 мкм были изготовлены путем скалывания из крупных слитков (перпендикулярно оптической оси «с»). Согласно холловским измерениям, удельное сопротивление, концентрация и подвижность неравновесных носителей тока составляли $\rho=(10^3$ - $10^5)$ Ом·см, $p\approx 1\cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\mu\approx(20$ -30) см 2 ·В $^{-1}$ ·сек $^{-1}$. При комнатной температуре ширина запрещенной зоны GaSe равна $E_g = 2,02$ эВ.

Для определения нелинейного оптического поглощения и показателя преломления были использованы импульсные Nd:YAG лазер и жидкостной лазер на красителе. Оптическая геометрия эксперимента, используемая для измерения коэффициента нелинейного поглощения, показана на рис.1.

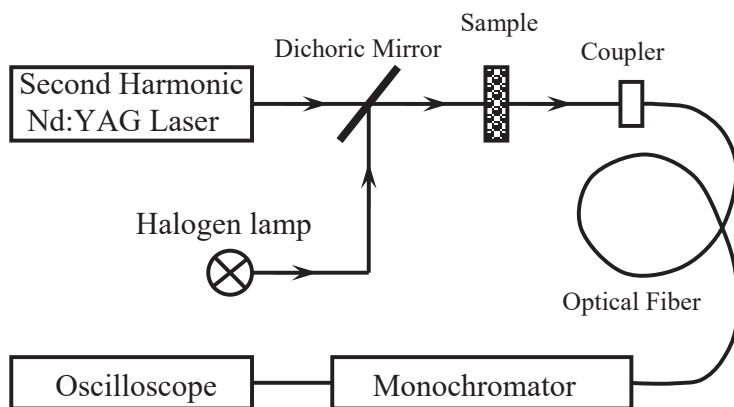


Рис.1. Экспериментальная установка для измерения коэффициента нелинейного поглощения в GaSe.

В эксперименте использовались два источника света. В качестве источника возбуждения использовалась вторая гармоника Nd:YAG лазера ($\lambda=532$ нм с частотой повторения 10 Гц, максимальной мощностью 12 МВт/см² и длительностью ~ 10 нс). Интенсивность лазерного излучения изменялась при помощи калиброванных световых фильтров. Для измерения пропускания образцов возбуждаемых лазерным излучением, вторым источником света служила галогенная лампа. Спектры оптического поглощения GaSe измерялись с использованием автоматического монохроматора M833 с двойной дисперсией (спектральное разрешение $\sim 0,024$ нм на длине волны 600 нм), с компьютерным управлением и детектором, регистрирующим излучение в диапазоне длин волн 350 - 2000 нм.

На рис.2 показана схема установки для эксперимента z-сканирования. В качестве источника возбуждения был использован жидкостной лазер на красителе Родамин 6G (PRA, LN-107) с накачкой на выходе лазера N₂ лазером (PRA, LN -1000). Область перестройки длины волны излучения (594-643) нм, с частотой повторения 20 Гц, максимальной мощностью 10 МВт/см² и длительностью импульса ~ 3 нс. Метод z-сканирования, использованный в работе, впервые введенный Шейхом-Бахом [25], хорошо известен и используется для изучения нелинейных свойств оптических материалов. Метод позволяет определить величину и знак нелинейного показателя преломления, а также двухфотонный коэффициент поглощения.

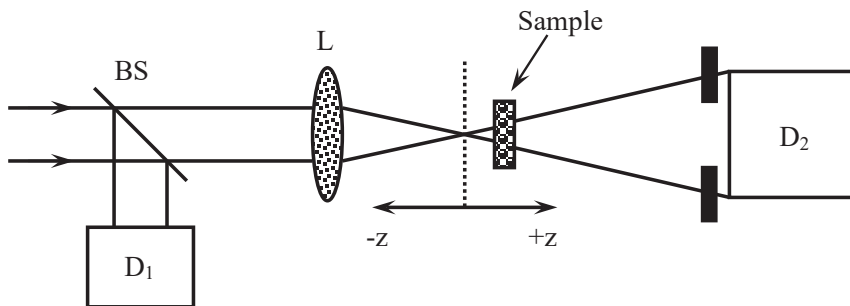


Рис. 2. Экспериментальная схема для техники z-сканирования. Положение образца относительно фокальной плоскости линзы изменяется и измеряется коэффициент пропускания.

Этот метод основан на использовании эффекта самофокусировки сходящегося гауссова пучка в образце с нелинейными оптическими свойствами. Метод определения нелинейных постоянных состоит в перемещении образца вдоль оптической оси вблизи фокуса линзы, используемого для формирования сходящегося гауссова пучка и измерения мощности

излучения, проходящего через образец. Метод z-сканирования с открытой апертурой используется для измерения коэффициента нелинейного поглощения. При перемещении образца вдоль оси z с переходом через фокус, зависимость общей интенсивности пропускания может быть измерена как функция положения образца. Для оценки нелинейного показателя преломления используется метод z-сканирования с закрытой апертурой. Поскольку из-за эффекта самофокусировки размер пятна в плоскости детектора изменяется, размещение диафрагмы конечной апертуры перед детектором обеспечивает измерение величины нелинейного показателя преломления. Как видно из рис.2, лазерный луч с гауссовым пространственным профилем луча направляется к образцу после прохождения через узкую фокусирующую линзу L. Количество света, прошедшего через образец, детектируется детектором D₂ через конечную апертуру, в то время как интенсивность падающего лазера определяется детектором D₁. Никакая дополнительная линза не используется после образца, так что профиль дальнего поля передаваемой интенсивности может быть измерен с помощью детектора D₂. Положение образца относительно фокальной плоскости линзы варьируется и в каждой позиции измеряется интенсивность пропускания лазера. Передаваемая интенсивность через апертуру как функция положения z связана с нелинейным показателем преломления.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры поглощения GaSe при низкой ($\sim 0,1$ МВт/см², кривая 1) и высокой (~ 5 МВт/см², кривая 2) интенсивности возбуждения приведены на рис.3, а. Как видно из рисунка, при высоких уровнях возбуждения край полосы сдвигается в сторону более низких энергий (красное смещение). Изменение спектра поглощения показано на рис.3,б. Сдвиг спектра поглощения в сторону более низких энергий приводит к изменению показателя преломления.

Из соотношения Крамерса-Кронига [4] можно определить изменение показателя преломления при энергии фотона $\hbar\omega$ как:

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{hc}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega')}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d(\hbar\omega') \quad (1)$$

Используя уравнение (1) для расчета изменения показателя преломления, связанного с изменением поглощения на рис. 3,б, мы получаем результат, изображенный на рис.3,в. Как видно из рисунка, в этом случае индуцированное изменение показателя преломления является положительным ниже края полосы и отрицательным на стороне высоких энергий. Индуцированное лазером изменение отрицательного показателя преломления называется оптической нелинейностью с дефокусировкой. По-

положительное $\Delta n(\omega)$ на стороне низкой энергии соответствует оптической нелинейности с самофокусировкой. Причина такой терминологии заключается в том, что полупроводниковая среда ведет себя как линза, когда на нее падает лазерный луч с гауссовым пространственным профилем. На красной стороне края полосы с $\Delta n(\omega) > 0$ среда выступает в качестве положительной линзы. Лазерный луч с гауссовой формой имеет профиль интенсивности, такой, что интенсивность в центре больше, чем в стороне. Большая интенсивность в центре пучка вызывает больший показатель преломления в полупроводнике [$\Delta n(\omega) > 0$] по сравнению со сторонами пучка. Длина оптического пути луча [$n(\omega)d$, где $n(\omega)$ - показатель преломления, а d - толщина образца] в центре, таким образом, больше, чем в стороне. Материал эффективно ведет себя как положительная линза для гауссова пучка.

По-нашему мнению наблюдение в кристаллах GaSe нелинейного поглощения обусловлено безызлучательной рекомбинацией неравновесных электронно-дырочных пар, генерированных лазерным светом. Действительно, когда полупроводник возбуждается мощным лазерным излучением, образуются электронно-дырочные пары, концентрация которых может достигать $\sim 10^{18}-10^{19}$ см³. Рекомбинация этих носителей происходит в основном по двум каналам, излучательным или безызлучательным.

В полупроводниках с обычными значениями ширины запрещенной зоны (1-2 эВ) интенсивность излучательной рекомбинации незначительна. При излучательной рекомбинации происходит излучение фотонов, энергия которых соответствует зона-зонным, экситонным или примесным переходам. В случае безызлучательной рекомбинации электронно-дырочные пары передают свою энергию кристаллу за счет фононного излучения, что соответствует нагреву решетки. В эксперименте безызлучательная рекомбинация наблюдается в подавляющем большинстве случаев. Как правило, в полупроводниковых кристаллах нагрев образца уменьшает ширину запрещенной зоны с соответствующим красным смещением относительно края полосы поглощения. В результате воздействия лазерного нагрева изменяется коэффициент поглощения и показатель преломления вещества.

В пользу безызлучательного механизма рекомбинации, также свидетельствуют проводимые нами эксперименты с использованием внешнего электрического поля. Как показывают экспериментальные результаты, в кристаллах GaSe наблюдается значительный сдвиг края полосы поглощения под действием внешнего электрического поля. На рис.4 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 $\lambda=620$ нм, что хорошо согласуется с результатами работ по электропоглощению в GaSe [28]. При приложении к образцу напряжения наблюдается сдвиг

края полосы поглощения в длинноволновую область спектра. При этом сравнительно большой сдвиг ~ 16 нм, что соответствует 50 мэВ, наблюдается при 18 В.

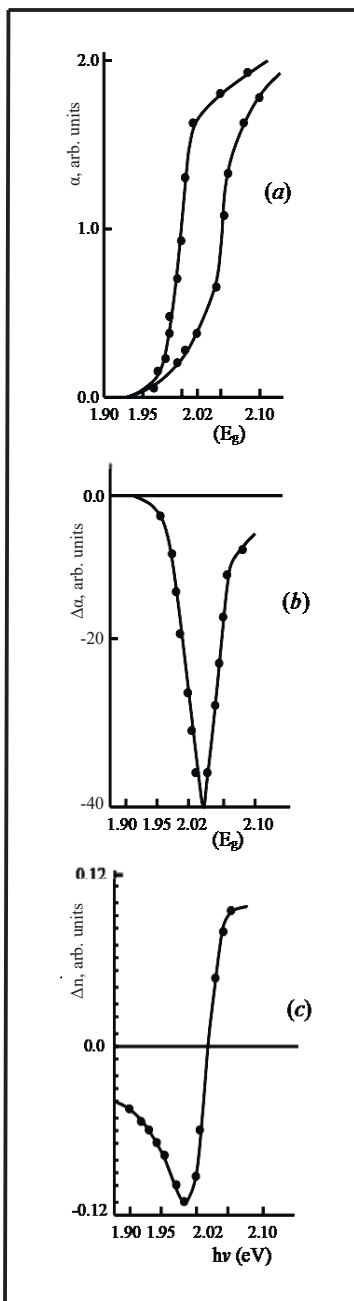


Рис. 3. Оптическая нелинейность в GaSe. (a) Спектры поглощения у края полосы поглощения при низкой (кривая 1) и высокой (кривая 2) интенсивностях возбуждения. (b) Изменение коэффициента поглощения. (c) Изменение показателя преломления.

Красное смещение края поглощения в GaSe может быть связано с эффектом Франца-Келдыша или тепловым нагревом образца при приложении постоянного электрического поля. Но наши экспериментальные результаты не могут быть удовлетворительно объяснены с помощью эффекта Франца-Келдыша. Согласно этой модели, сдвиг края поглощения определяется следующей формулой [29]:

$$h\theta = 0.0725 \left(\frac{m_0}{\mu} \right)^{1/3} E^{2/3} \quad (2)$$

где $\mu^{-1} = (m_e)^{-1} + (m_h)^{-1}$ - приведенная эффективная масса, а E - приложенное электрическое поле в МВт/см. Подставив значения эффективных масс электронов $m_e = 0.3m_0$ и дырок $m_h = 0.2m_0$ для GaSe [30], а также экспериментальное значение приложенного к образцу электрического поле $E = 10^3$ В/см в формулу (2), получим, что сдвиг края поглощения, связанный с эффектом Франца-Келдыша составляет всего лишь $\sim 1,4$ мэВ, который намного меньше экспериментально полученного значения (~ 50 мэВ).

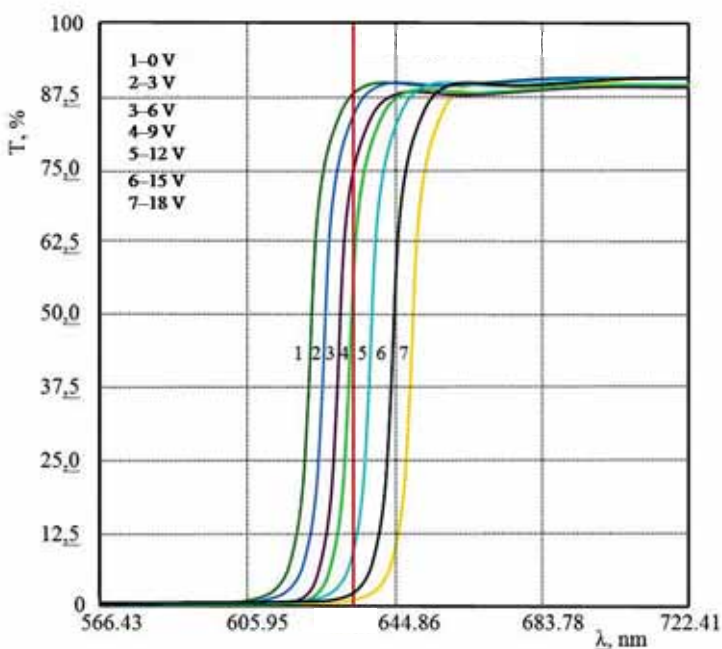


Рис.4. Спектры пропускания GaSe при различных значениях приложенного к образцу напряжений.

Полученные нами экспериментальные результаты могут быть удовлетворительно объяснены на основе нагрева кристаллической решетки приложенным к образцу внешним электрическим полем. Оценки показывают, что образцы из GaSe с удельным сопротивлением $\sim 10^3$ Ом·см

под действием электрического поля ~ 20 В выделяют джоулевскую энергию $\sim 1,9$ Вт/см². Эта величина является достаточной для нагрева образца $\sim 55-60$ °С. С другой стороны, известно, что для большинства широкозонных полупроводников, таких как GaSe, уменьшение ширины запрещенной зоны с ростом температуры определяется формулой [4]:

$$E_g(T) = 2020 \text{meV} - \frac{0.58T^2}{T + 226K} \frac{\text{meV}}{K} \quad (3)$$

Действительно, оценки, основанные на формуле (3), показывают, что нагрев кристалла GaSe лазерным излучением до $50-60$ °С может привести к смещению края поглощения в длинноволновую область ~ 50 нм. Таким образом, наши экспериментальные результаты подтверждают наличие эффекта тепловой нелинейности в кристаллах GaSe под действием лазерного излучения.

Более детальное исследование нелинейных параметров GaSe проводилось с использованием метода z-сканирования. На рис.5,а показана зависимость пропускания, как функция положения образца относительно фокуса линзы (z-сканирование с открытой апертурой). Как видно из рисунка, эта зависимость симметрична относительно фокуса линзы ($z=0$ мм), в котором наблюдается минимум пропускания. T_V -пропускание образца при малой интенсивности падающего излучения (в отсутствие нелинейных эффектов), T_P - пропускание образца при большой интенсивности падающего излучения. Характерная форма функции передачи для z-сканирования с закрытой апертурой показана на рис. 5,б. В случае, когда образец с положительным нелинейным показателем преломления находится далеко от фокуса линзы, интенсивность излучения, проходящего через образец мала и поскольку толщина образца невелика, пропускание незначительно изменяется с движением. Как только образец приближается к фокусу, интенсивность в пучке становится достаточной для самофокусировки в образце.

Расположение пика и впадины коэффициента пропускания в эксперименте z-сканирования позволяет определить знак нелинейности. Величина изменения индекса может быть получена путем анализа коэффициента пропускания z-сканирования. Величина нелинейного изменения индекса $\Delta n(\omega)$ (значение на оси в фокусе, $z = 0$) приводит к изменению фазы:

$$\Delta\Phi_0 = (2\pi / \lambda)\Delta n(\omega)L_{eff}, \quad (4)$$

где $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha l)) / \alpha$ - эффективная длина образца, λ - длина волны лазера.

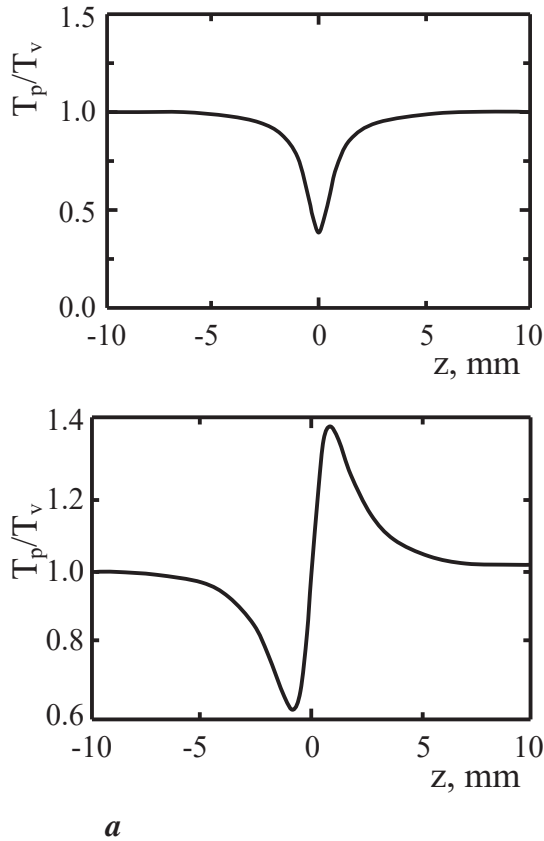


Рис.5. Пропускание, как функция положения образца относительно фокуса линзы: (а) z-сканирования с открытой апертурой, (б) z-сканирования с закрытой апертурой.

Изменение фазы и, следовательно, изменение показателя преломления получаются из измеряемой величины ΔT_{pv} , которая определяется как разница между коэффициентами пропускания на пике и в долине, $\Delta T_{pv} = T_p - T_v$. Так как $\Delta T_{pv} \approx 0.45(\Delta\Phi)$, нелинейный показатель преломления $\Delta n(\omega)$ можно представить в следующей форме:

$$\Delta n(\omega) = \frac{\Delta T_{pv} \cdot \lambda \cdot \alpha}{0.405 \cdot 2\pi(1 - \exp(-\alpha l))}, \quad (4)$$

где $\lambda=620$ nm - длина волны лазерного излучения, $\alpha \approx 10^3$ cm⁻¹ коэффициент поглощения GaSe у края полосы поглощения, $l=100$ μm - толщина использованных образцов.

Оценки показывают, что в случае возбуждения кристаллов GaSe лазерным излучением с максимальной мощностью $W \sim 10$ МВт/см², изменение нелинейного показателя преломления равно $\Delta n(\omega) \approx 0,12$. При

малых интенсивностях возбуждения $W \sim 0,5 \text{ МВт /см}^2$, изменение нелинейного показателя преломления составляет всего $\Delta n(\omega) \approx 0,069$.

Заключение

В кристаллах GaSe под действием лазерного излучения обнаружена тепловая нелинейность. Индуцированное лазером изменение отрицательного показателя преломления приводит к оптической нелинейности с дефокусировкой, положительное изменение отрицательного показателя преломления на стороне низкой энергии, соответствует оптической нелинейности с самофокусировкой. Причина такой терминологии заключается в том, что полупроводниковая среда ведет себя как собирающая и рассеивающая линза. Об эффекте тепловой нелинейности, наблюдаемой в кристаллах GaSe под воздействием лазерного излучения, свидетельствует также значительный сдвиг края полосы поглощения, обнаруженный нами в длинноволновой области спектра под воздействием внешнего электрического поля. Расчет показывает, что приложение к образцу непрерывного напряжения $\sim 20 \text{ В}$ приводит к нагреву вещества $\sim 55\text{-}60 \text{ }^\circ\text{C}$. Измерения z-сканирования показали, что кристаллы GaSe демонстрируют сильное нелинейное поглощение и нелинейную рефракцию под действием лазерного излучения. При мощности лазера $W \sim 10 \text{ МВт/см}^2$ изменение показателя преломления составляет $\Delta n(\omega) \approx 0,12$. Все эти результаты показывают, что кристаллы GaSe являются подходящим материалом для применения в оптических устройствах.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF/ MQM/ Elm-Tehsil -1-2016-1(26)-71/01/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973, 443с.
2. К.В. Шалимова. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985, 391 с.
3. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. Москва, Изд. Мир, 1976, 428 с.
4. N.Peyghambarian, S.W. Koch and A. Mysyrovicz, Introduction to semiconductor optics, Series in Solid State Physical Electronics (Prentice-Hall, New Jersey), 1993, p.325.
5. G.B. Abdullaev, L.A. Gulevski, A.P. Prokhorov, A.D. Saveliev, E.Yu. Salaev and V.V. Smirnov. JETP Lett. 16 (1972) 130.
6. G.A. Akhundov, A.A. Agaeva, V.M. Salmanov, Yu. P. Scharonov and I.D. Yarochetski. Sov. Phys. Semicond. 7 (1973) 1229.
7. G.B. Abdullaev, K.R. Allakhverdiev, L.A. Gulevski, A.P. Prokhorov, E.Yu. Salaev, A.D. Saveliev, and V.V. Smirnov. Quantum Electronics 2 (1975) 1228.
8. E.B. Bereginin, P.M. Valov, T.B. Ribakova, V.M. Salmanov and I.D. Yarochetski. Sov. Phys. Semicond. 9 (1975) 2288.
9. G.P. Golubev, B.S. Dneprovskii, Z.D. Kovalyuk and V.A. Stadnik. Fiz. Tverd. Tela 27 (1985) 432.
10. G.B. Abdullaev, B.R. Mirzoev, S.M. Rivkin, V.M. Salmanov and I.D. Yarochetski. Sov.

- Phys. Semicond. 4 (1970) 1393.
11. R. Baltramieyunas, V. Narkevicius, E. Skaistys, J. Vaitkus and J. Viscakas. Nuovo Cimento, B38 (1977) 603.
 12. A. Frova, Ph. Schmid, A. Grisel and F. Levy. Solid. Stat. Commun. 23 (1977) 45.
 13. S.S. Yao, J. Bchert and R.R. Alfano. Phys. Rev. B 25 (1982) 6534.
 14. V.S. Dneprovskii, A.I. Furtichev, V.I. Klimov, E.V. Nazvanova, D.K. Okorokov and U.V. Vandishev. Phys. Status Solidi (b) 146 (1988) 341.
 15. L. Pavesi and J.L. Staehly. Phys. Rev. B 39 (1989) 10982.
 16. R.E. Nahory, K.L. Shaklee, R.F. Leheny and J.C. De Winter. Solid. Stat. Commun. 9 (1971) 1107.
 17. I.M. Catalano, A. Cingolani, M. Ferrara and A. Minafra. Phys. Status Solidi (b), 68 (1975) 346.
 18. X.Z. Lu, R.Rao, B. Willman, S.Lee, A.G. Doukas and R.R. Alfano. Phys. Rev. B 36 (1987) 1140.
 19. A.I. Bobrysheva, G.P. Golubev, I.I. Dobinda, E.A. Zhukov, D.G. Luchinskii and Yu.G. Shekun. Phys. Status Solidi (a) 117 (1990) 587.
 20. G.B. Abdullaev, I.O. Godzhaev, N.B. Kakhramanov and R.A. Suleimanov, Fiz. Tverd. Tela 34 (1992) 75.
 21. M.J. Moran, C.Y. She, R.L. Carman. IEEE J. Quantum Electronics 11 (1975) 259.
 22. M. Kull, J.L. Coutaz. J. Opt. Soc. Am. B 7 (1990) 1463.
 23. R. Adair, L.L. Chase, S.A. Payne. J. Opt. Soc. Am. B 4 (1987) 875.
 24. W.E. Williams, M. J. Soileau, E.W. Van Stryland. Opt. Commun. 50 (1989) 256.
 25. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, E.W. Van Stryland. Opt. Lett. 14 (1989) 955.
 26. I.Glatt, O. Kafri. Opt. Laser Eng. 8 (1988) 277.
 27. M.Schluter. Nuovo Cimento B 13 (1973) 313.
 28. S.G. Abdullaeva, V.A. Gadjiyev, T.G. Kerimova, E.Yu. Salaev. Nuovo Cimento B38 (1977), 459-465.
 29. V.A. Tjagay and O.B. Snitko. Electoreflection in semiconductors, Naygova Dumca, Kiev, 1980, p. 47.
 30. R. Minder, G. Ottaviani, C.Canali. Phys. Chem. Solids 37(1976), 417-425.

GaSe KRİSTALLARINDA QEYRİ-XƏTTİ OPTİK UDMA VƏ SINDIRMA ƏMSALLARININ LAZER ŞÜALARI TƏDQIQI

**A.H.KAZIMZADƏ, V.M.SALMANOV, Ə.H.HÜSEYNOV,
A.Ə.SALMANOVA, R.M.MƏMMƏDOV, F.Ş.ƏHMƏDOVA**

XÜLASƏ

Yüksək optik həyəcanlaşmada GaSe kristallarının qeyri-xətti optik xassələri təcrübi olaraq öyrənilmişdir. Şüa mənbəyi olaraq Nd:YAG lazerinin ikinci harmonikasından ($\lambda=532$ nm) və dalğa uzunluğu 594-643 nm intervalında dəyişən maye lazerdən istifadə edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yüksək optik həyəcanlaşmada fundamental udma kənarı kiçik enerji oblastına tərəf sürüşür (qırmızı sürüşmə). Qeyri-xətti optik udma əmsalının, sındırma əmsalının qiyməti və işarəsi z-skan üsulu ilə təyin edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, optik udma və sındırma əmsalının spektrlərində müşahidə olunan xüsusiyyətlər lazer şüalarının təsiri ilə kristalda yaranan elektron-deşik cütünün şüalanmasız rekombinasiya prosesində iştirakı ilə əlaqədardır. Fononların iştirakı ilə baş verən şüalanmasız rekombinasiya prosesi nəticəsində kristal qəfəsin qızması optik udma kənarının uzundalğalara tərəf sürüşməsinə səbəb olmuşdur.

Açar sözlər: GaSe, lazer, qeyri-xətti optik udma, z-skan üsulu.

NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT AND REFRACTIVE INDEX IN GaSe UNDER LASER EXCITATION

A.G. KYAZYM-ZADE, V.M.SALMANOV, A.G.GUSEINOV, A.A.SALMANOVA,
R.M.MAMEDOV, F.Sh.AHMEDOVA

SUMMARY

Nonlinear optical properties of GaSe crystals at high excitation intensities has been investigated experimentally. As an excitation source, a second harmonic Nd:YAG laser ($\lambda = 532$ nm) and dye laser at wavelength region of 594-643 nm was used. It was shown that at high levels of optical excitation, fundamental absorption edge shifts toward lower energies (red shift). The magnitude and sign of the nonlinear absorption coefficient and refractive index were measured using the z-scan technique. It is shown that the observed features in the absorption and refractive index spectra are due to nonradiative recombination of electron-hole pairs, generated by laser radiation, which transfer their energy to the crystal through phonon emission, which corresponds to lattice heating.

Keywords: GaSe, laser, nonlinear absorption, z-scan technique.