

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

PACS 78.55.Cr; 78.60.Lc; 42.65.An; 42.65.Ky

Резонансное усиление нелинейной фотолюминесценции в селениде галлия и в родственниках***Ч.Ангерманн, П.Карич, Л.Кадор, К.Р.Аллахвердиев, Т.Байкара, Э.Ю.Салаев**

Представлены результаты экспериментов, выполненных методом полос Мейкера в слоистом халькогенидном полупроводнике GaSe с использованием мало мощных непрерывных диодных лазеров. Продemonстрировано, что нелинейная фотолюминесценция, испускаемая этим материалом и сходным соединением GaSe_{0.9}S_{0.1} во время облучения He–Ne-лазером (632.8 нм), испытывает очень большое резонансное усиление при нагреве, когда край поглощения и экситонные уровни смещаются по спектру к лазерной линии. Фотолюминесценция проявляется наиболее сильно, когда энергетический уровень прямого экситона, который ее испускает, находится в резонансе с энергией фотона лазерного излучения. В этом контексте интерпретируется ранее наблюдавшееся усиление фотолюминесценции электрическим полем.

Ключевые слова: селенид галлия, фотолюминесценция, нелинейная оптика, полосы Мейкера, экситон.

1. Введение

Селенид галлия (GaSe), сульфид галлия (GaS) и смешанные соединения GaSe_{1-x}S_x ($0 \leq x \leq 1$) относятся к классу слоистых халькогенидных полупроводников, которые характеризуются сильными ковалентными связями в пределах тонких (толщиной в четыре атома) слоев и слабыми взаимодействиями, в основном Ван-дер-Ваальсовского типа, между слоями. Край поглощения таких соединений находится в видимой области спектра и смещается от ~630 нм в GaSe до 490 нм в GaS при комнатной температуре. С повышением температуры он сильно смещается в красную область спектра для всех соединений [1]. Слои упакованы вдоль кристаллографической оси *c*. Данные кристаллы обычно существуют в нескольких модификациях, или поли типах, которые различаются расположением слоев и их числом в элементарной ячейке. Наиболее изученным материалом этого класса является GaSe из-за его очень высокой нелинейно-оптической восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}$ [2–8]. Более полный обзор свойств этих кристаллов дан в работах [9–11].

Исследования GaSe с помощью конфокального рамановского микроскопа, оснащенного He–Ne-лазером, показали, что этот материал обладает сильной фотолюминесценцией (ФЛ), спектр которой в основном сдвинут в

синюю сторону от лазерной линии, а интенсивность квадратично зависит от интенсивности лазерного излучения [12]. Механизм ее генерации полагался следующим: генерация второй гармоники (ГВГ) в фокусе лазерного пучка порождает УФ фотоны, которые возбуждают электроны высоко в зону проводимости; после релаксации электронов к краю зоны формируются экситоны. Интригующим и многообещающим эффектом было смещение спектра ФЛ в красную область и увеличение ее интенсивности во внешнем электрическом поле, которые почти квадратично зависели от напряженности поля *E* [12]. Это смещение было примерно равно смещению, ожидаемому в результате эффекта Франца–Келдыша. Особый интерес представляло вызванное полем увеличение сигнала ФЛ, поскольку одним из возможных его объяснений было то, что и так высокая нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}$, ответственная за появление ФЛ, еще увеличивается в присутствии поля *E*.

Позже измерения ФЛ были проведены и в смешанных кристаллах GaSe_{1-x}S_x с $0.02 \leq x \leq 0.8$ [13]. Сигналы ФЛ наблюдались только в кристаллах с содержанием серы $x \leq 0.05$. Поскольку известно, что чистый GaSe и соединения с низким содержанием серы формируют в первую очередь нецентросимметричные ϵ - либо δ -модификации, а соединения с высоким содержанием серы – в основном центросимметричный β -политип, то казалось, что это подтверждает обусловленность эффекта ГВГ, которая не может происходить в центросимметричных кристаллах. С другой стороны, в более ранних исследованиях ГВГ наблюдалась в смешанных кристаллах с более высоким содержанием серы и даже в чистом GaS [14, 15]. Также полосы Мейкера могут быть зарегистрированы в кристалле GaS [16]. Их нерегулярный вид и модуляция приписывались присутствию областей с центросимметричным и нецентросимметричным политипами.

Цель настоящей работы является двоякой. В разд.2 описаны эксперименты, проведенные методом полос Мейкера в GaSe с использованием мало мощных непрерывных диодных лазеров, для демонстрации того, что прямое обнаружение непрерывной ГВГ легко достижимо. В разд.3 представлены результаты температурно-зависимых изме-

* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

Ch.Angermann, P.Karich, L.Kador. University of Bayreuth, Institute of Physics and Bayreuther Institut für Makromolekülforschung, 95440 Bayreuth, Germany; e-mail: lothar.kador@uni-bayreuth.de
K.R.Allakhverdiev. Marmara Research Centre of TÜBİTAK, Materials Institute, P. K. 21, 41470 Gebze/Kocaeli, Turkey; Azerbaijan National Academy of Aviation, Bina 25th Km, Baku 1045, Azerbaijan; e-mail: kerim.allahverdi@mam.gov.tr
T.Baykara. Marmara Research Centre of TÜBİTAK, Materials Institute, P. K. 21, 41470 Gebze/Kocaeli, Turkey
E.Yu.Salaev. Azerbaijan National Academy of Sciences, Institute of Physics, 370073 Baku, Azerbaijan

рений сигнала нелинейной ФЛ, возбуждаемой He–Ne-лазером, а также спектральных положений краев поглощения GaSe и $\text{GaSe}_{0.9}\text{S}_{0.1}$ и показано, что в обоих материалах ФЛ очень сильно увеличивается в условиях, когда край поглощения приближается к лазерной частоте. Высказано предположение, что наиболее вероятный механизм нелинейной ФЛ заключается в двух последовательных однофотонных переходах с участием экситона в качестве промежуточного состояния, но резонансно усиленная ГВГ, как предполагалось ранее, и двухфотонное поглощение (ДФП) также, в принципе, возможны. Усиление ГВГ в присутствии электрических полей исключено.

2. Эксперименты по наблюдению полос Мейкера в селениде галлия с помощью непрерывного излучения

Эксперименты по наблюдению полос Мейкера при ГВГ обычно проводятся с использованием излучения на длине волны, на которой ни основная, ни вторая гармоники сильно не поглощаются материалом образца. ГВГ в GaSe ранее была реализована для фундаментальной длины волны $\lambda = 1579$ нм излучения, которое генерировалось при вынужденном комбинационном рассеянии излучения с $\lambda = 532$ нм пикосекундного лазера в сжатом газобразном водороде [17]. Было получено хорошее согласие с результатами расчетов методом трассировки лучей, когда учитывались многократные отражения генерируемого пучка в кристалле.

Вследствие большой оптической нелинейности GaSe эксперименты, выполненные методом полос Мейкера, реализуемы с использованием гораздо более маломощных непрерывных лазеров. В настоящей работе применялись два линейно поляризованных диодных лазера: один с $\lambda = 1300$ нм и мощностью 30 мВт, а другой с $\lambda = 1550$ нм и мощностью только 4.5 мВт (Power Technology, PMT20(1300-30)G2X22 и PMT4.5(1550-6)G25 соответственно). Лазерный пучок проходил через стеклянный фильтр Schott RG850 для того, чтобы блокировать очень слабый, но обнаружимый свет второй гармоники (ВГ), который излучается самими диодными лазерами. Излучение с $\lambda = 1300$ нм фокусировалось на образец ахроматическими линзами с разными фокусными расстояниями (40–80 мм) и их комбинациями. Как и ожидалось, сигнал ВГ сильно увеличивался с уменьшением фокусного расстояния.

Ахроматические линзы не могли быть использованы для лазера с $\lambda = 1550$ нм, т. к. их просветляющие покрытия, оптимизированные для видимого диапазона, блокируют существенную часть ИК излучения. Вместо них пучок фокусировался комбинацией двух плоско-выпуклых линз без покрытий с фокусными расстояниями от 50 до 150 мм, плоские стороны которых находились в контакте между собой с каплей глицерина в качестве жидкости, согласующей показатели преломления.

После образца исходный пучок блокировался ИК фильтром и ВГ излучения детектировалась в геометрии «на просвет» фотоумножителем Hamamatsu R928. Лазерное излучение модулировалось на частоте 1.8 кГц для использования метода синхронного детектирования. Как обычно, измерялась зависимость сигнала от угла падения излучения на образец, в то время как кристалл вращался вокруг оси, перпендикулярной оси c . Поскольку основной целью эксперимента была демонстрация возможности детектирования сигналов ВГ с использованием мало-

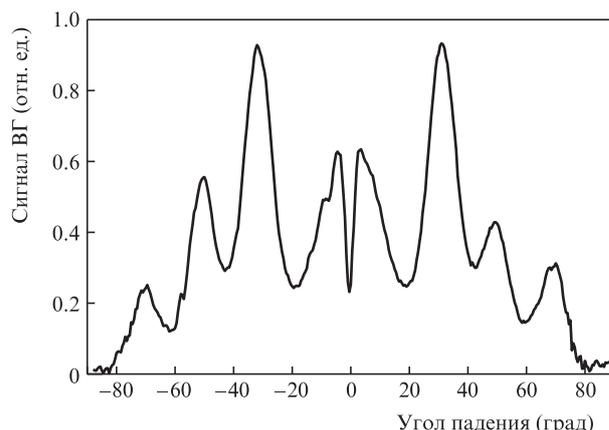


Рис.1. Полосы Мейкера для кристалла GaSe толщиной 150 ± 30 мкм, измеренные диодным лазером ($\lambda = 1300$ нм).

мощных непрерывных диодных лазеров, ось поляризации излучения лазера была случайной и никакой поляризатор не использовался. Следовательно, детектировалось излучение с обеими компонентами поляризации – параллельной и перпендикулярной плоскости падения [18].

Полосы Мейкера можно было регистрировать с помощью обоих диодных лазеров. Пример, полученный для лазерного излучения с $\lambda = 1300$ нм и фокусирующей ахроматической линзы с фокусным расстоянием 80 мм, показан на рис.1. Минимумы полос не достигают нуля, т. к. длина Рэлея примерно равна толщине кристалла 150 мкм.

Полосы Мейкера регистрировались также для образцов GaSe, к которым было приложено электрическое поле в двух геометриях. В одной конфигурации кристалл был зажат между двумя стеклами с тонкими предметными стеклами микроскопа между ними, чтобы предотвратить протекание тока. В другой конфигурации кристалл помещался поверх гребенчатых золотых электродов, как в работе [12]. Прикладывались поля с напряженностью E вплоть до ~ 20 кВ/см. В результате этих экспериментов было установлено, что амплитуда сигнала ВГ не зависит от поля E . Это находится в противоречии с нашими предыдущими измерениями [12].

3. Измерения фотолюминесценции

3.1. Образец GaSe

Когда GaSe и смешанный кристалл с 10% серы возбуждаются лазерным светом с $\lambda = 532$ нм и энергией фотонов, большей ширины запрещенной зоны, они испускают сильную ФЛ из-за распада прямозонных экситонов [13]. Облучение GaSe светом He–Ne-лазера (632.8 нм) приводит к эмиссии такой же ФЛ, спектр которой немного сдвинут в синюю сторону от лазерной линии, а интенсивность квадратично зависит от интенсивности этой линии [12]. Для повторного исследования происхождения нелинейной ФЛ нашей первой попыткой было облучить образцы излучением с длиной волны, которая сильно сдвинута по спектру от длины волны ФЛ. Мы использовали непрерывный диодный лазер с $\lambda = 783.2$ нм (модель iFlex-1000, Point Source). Энергии двух фотонов, соответствующей $\lambda = 391.6$ нм, должно быть достаточно для возбуждения ФЛ. Однако несмотря на свою относительно высокую мощность (38 мВт), никакого сигнала ФЛ обнаружено не было.

Таким образом, диодный лазер был заменен He–Ne-лазером (632.8 нм, 15 мВт, неполяризованное излучение).

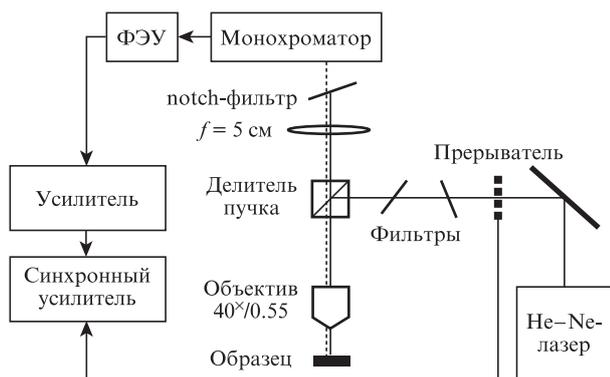


Рис.2. Схема конфокальной установки для исследования ФЛ в GaSe и GaSe_{0.9}S_{0.1}. Подробности см. в тексте.

Применялась конфокальная конфигурация, сходная с используемой в работе [12] (рис.2). Фильтры (АНФ, Analysentechnik) были необходимы для подавления плазменных линий от гелий-неоновой газоразрядной трубки, которые накладывались на спектр ФЛ. Лазерный пучок фокусировался на образец объективом микроскопа Leica N Plan 40 \times /0.55, который также собирал и коллимировал ФЛ. Очень сильная линия отраженного и рассеянного лазерного света была эффективно подавлена голографическим фильтром (Kaiser Optical Systems), затем спектр ФЛ был измерен с помощью небольшого монохроматора BM25. Механический прерыватель модулировал лазерный пучок на частоте 1.8 кГц.

Интенсивность ФЛ в GaSe измерялась при различных температурах. С этой целью кристалл помещался на стеклянный чип с испарительной золотой дорожкой в форме меандра, которая подключалась к источнику питания. Поскольку температура образца не могла быть измерена непосредственно, для каждого напряжения на нагревателе регистрировался спектр пропускания и температурная шкала калибровалась путем сравнения с данными работы [1].

На рис.3 показан край запрещенной зоны, а на рис.4 – спектр ФЛ в GaSe, индуцированный излучением He–Ne-лазера, при разных температурах. При комнатной температуре (293 и 300 К) ФЛ едва видна в масштабе рис.4 и локализована преимущественно с синей стороны от лазерной линии. При более высоких температурах интенсивность ФЛ резко возрастает, а ее спектр смещается в красную сторону через лазерную линию, что отражает сдвиг

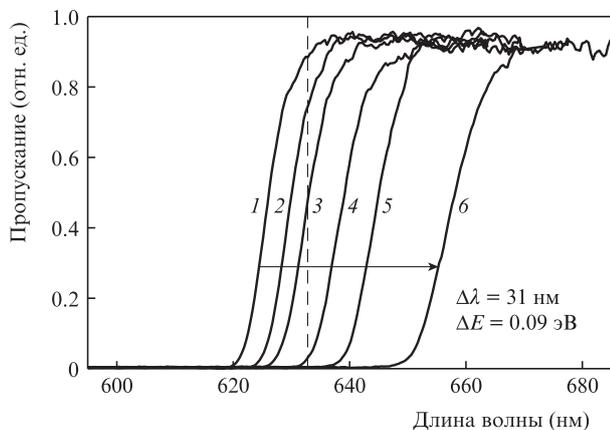


Рис.3. Край поглощения GaSe при температурах: 304 (1), 323 (2), 346 (3), 369 (4), 393 (5) и 430 К (6). Штриховая линия указывает длину волны He–Ne-лазера.

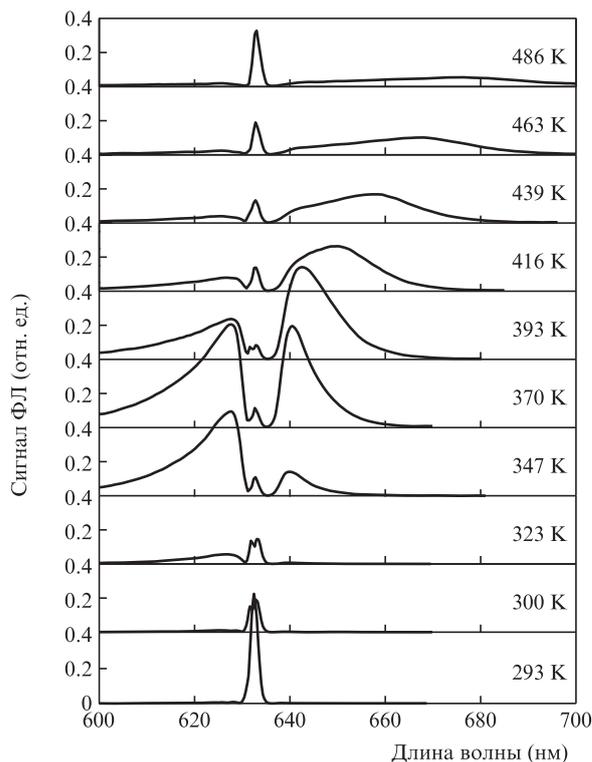


Рис.4. Спектр ФЛ в GaSe при разных температурах. Провал вблизи длины волны He–Ne-лазера обусловлен notch-фильтром.

края зоны и экситонной частоты. При самых высоких температурах сигнал ФЛ снова уменьшается, и его спектр демонстрирует сильное тепловое уширение. Самое сильное усиление происходит при температуре ~ 370 К, когда максимум экситонного перехода проходит через лазерную линию. Параллельно усилению ФЛ интенсивность лазерной линии уменьшается. Точная причина этого эффекта неясна. Мы полагаем, что он связан с изменением эффективного коэффициента поглощения и/или показателя преломления (в соответствии с соотношениями Крамерса–Кронига). Данные рис.4 объясняют, почему никакой ФЛ не наблюдалось при использовании диодного лазера с $\lambda = 783.2$ нм: нелинейная ФЛ испытывает очень сильное резонансное усиление, если спектральные положения края поглощения и экситонного перехода примерно совпадают с длиной волны лазерного излучения. Без этого усиления ГВГ слишком мала, чтобы вызвать обнаружимую люминесценцию.

Когда край поглощения кристалла пересекает лазерную линию, ФЛ может возбуждаться не только нелинейным механизмом, но и за счет обычного однофотонного возбуждения электронов в зону проводимости. Это находит отражение в зависимости сигнала ФЛ от интенсивности лазерного излучения I_{las} . При каждой температуре сигнал ФЛ регистрировался при разных мощностях и интегрировался в интервале длин волн за пределами области блокировки notch-фильтра. Для простоты нами предполагалось, что интегральный сигнал I_{PL} имеет степенную зависимость от I_{las} с эффективным показателем степени α :

$$I_{\text{PL}} \propto I_{\text{las}}^{\alpha} \quad (1)$$

На рис.5 приведена зависимость показателя α от температуры. Он уменьшается от ~ 2 при комнатной температуре до ~ 1.65 при температуре свыше 450 К, что ука-

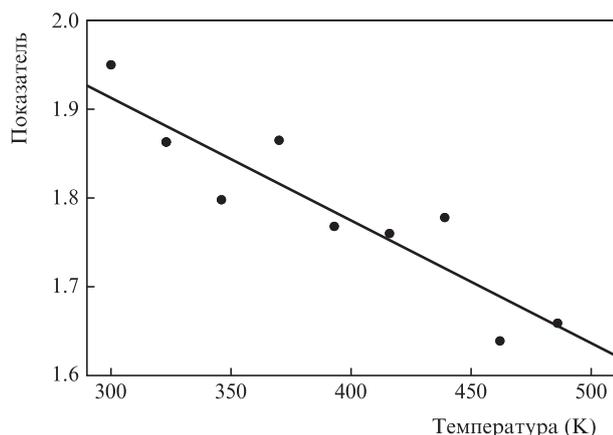


Рис.5. Зависимость от температуры эффективного показателя степени α , отображающего изменение сигнала ФЛ в GaSe при изменении лазерной интенсивности (см. (1)). Прямой линией показана линейная аппроксимация.

зывает на увеличение вклада процессов линейного поглощения. Однако даже при таких высоких температурах имеется существенный нелинейный вклад в ФЛ. В этом режиме энергия фотонов лазерного излучения значительно больше энергии, соответствующей максимуму в спектре ФЛ, однако из-за большой ширины последнего имеется еще некоторое перекрытие. Мощность сигнала ФЛ была также измерена при приложенном электрическом поле. Так же как и при ГВГ, никакого влияния напряженности поля обнаружено не было.

3.2. Образец GaSe_{0.9}S_{0.1}

В работе [13] для смешанных кристаллов GaSe_{1-x}S_x с содержанием серы $x \geq 10\%$ не наблюдалось никакой нелинейной ФЛ, возбуждаемой излучением He–Ne-лазера при комнатной температуре. Этот результат был приписан наличию centrosymmetric кристаллической структуры (β -политип), которая предотвращает ГВГ. Однако сильная температурная зависимость интенсивности ФЛ в GaSe, представленная выше, побудила нас повторить измерения и с GaSe_{0.9}S_{0.1} при повышенных температурах.

На рис.6 показан край поглощения, а на рис.7 – спектр сигнала ФЛ соединения GaSe_{0.9}S_{0.1} при температурах вплоть до 474 К. Поскольку смешанное соединение имеет

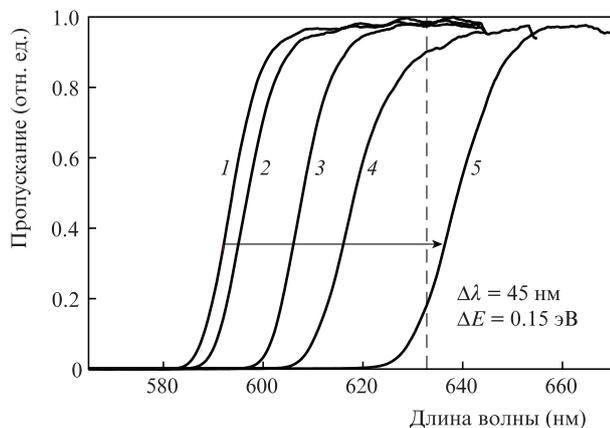


Рис.6. Край поглощения GaSe_{0.9}S_{0.1} при температурах 293 (1), 312 (2), 358 (3), 397 (4) и 451 К (5). Штриховая линия указывает длину волны He–Ne-лазера.

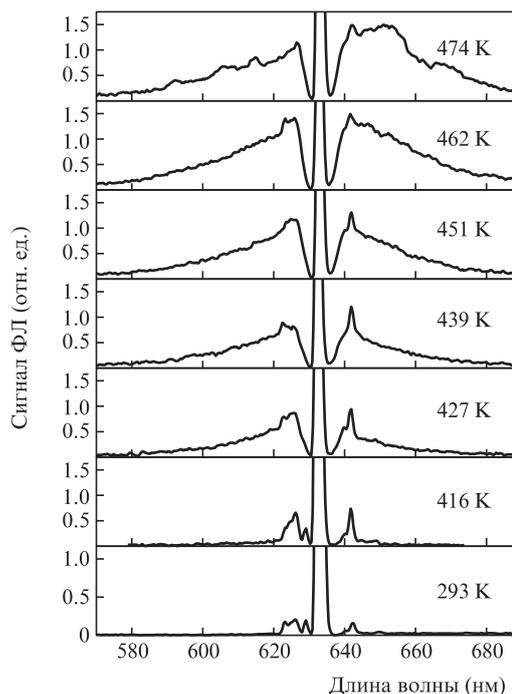


Рис.7. Спектр ФЛ в GaSe_{0.9}S_{0.1} при разных температурах. Провал вблизи длины волны He–Ne-лазера обусловлен notch-фильтром. Видны некоторые низкочастотные линии комбинационного рассеяния (ср. с [13]).

большую ширину запрещенной зоны, чем кристалл GaSe, оно не испускает ФЛ при комнатной температуре. Однако при температурах свыше 400 К, когда край поглощения приближается к лазерной линии, сигнал появляется. С повышением температуры интенсивность сигнала растет, а спектр ФЛ смещается в красную сторону, как и для GaSe. Сигнал ФЛ меньше, чем для GaSe, по крайней мере, на порядок, но он также зависит от лазерной интенсивности нелинейным образом. При самой высокой температуре (474 К) показатель степени α в формуле (1) составляет 1.75 ± 0.07 . Таким образом, механизм, ответственный за излучение ФЛ, вероятно тот же, что и для GaSe. Малая амплитуда сигнала ФЛ может быть связана с более эффективными процессами безызлучательной релаксации при повышенных температурах. Кроме того, сигнал ФЛ в GaSe сильно уменьшается при температурах свыше 400 К (рис.4). При облучении светом с $\lambda = 532$ нм при комнатной температуре оба кристалла испускают ФЛ с сопоставимыми интенсивностями [13].

4. Обсуждение

Результаты измерений ФЛ в GaSe и GaSe_{0.9}S_{0.1} показывают, что четкие сигналы ФЛ могут генерироваться только при использовании He–Ne-лазера мощностью несколько милливатт, если экситонный спектр перекрывается с лазерной линией. Нелинейная зависимость сигнала ФЛ от лазерной интенсивности может быть связана с тремя разными механизмами возбуждения. Первый механизм состоит из двух последовательных процессов линейного поглощения с участием прямого зонного экситона. В этом случае на первом шаге заселяется экситонное состояние, а на втором электрон поднимается высоко в зону проводимости. Поскольку требуется поглощение двух фотонов, зависимость интенсивности I_{PL} от I_{las} является квадратичной.

Два других механизма обусловлены нелинейно-оптически процессами: либо ГВГ и поглощением генерируемых УФ фотонов, либо ДФП. Оба механизма должны вызывать сильное резонансное усиление посредством экситонного состояния, т. к. облучение излучением мощностью 38 мВт при $\lambda = 783.2$ нм не приводит к появлению обнаружимого сигнала ФЛ.

О существенном резонансном усилении ГВГ в GaSe сообщалось в работе [18]. Для энергий лазерных фотонов, близких к энергии экситонного состояния, измеренный коэффициент $\chi^{(2)}$ был в 18 раз больше, чем вдали от резонанса. Поскольку интенсивность ВГ (которой должна быть пропорциональна интенсивность ФЛ) зависит от квадрата $\chi^{(2)}$, мы ожидаем резонансного усиления сигнала ФЛ в $18^2 = 324$ раза. Усиление в настоящем эксперименте должно быть, по крайней мере, порядка этой величины при полном отсутствии ФЛ для излучения с $\lambda = 783.2$ нм и сильных сигналах, показанных на рис.4. Следовательно, ГВГ, хотя и в меньшей степени, чем два последовательных однофотонных перехода, все же может быть причиной возникновения ФЛ.

О резонансном усилении ДФП в GaSe сообщалось также в [19]. Было установлено, что при температуре 75 К коэффициент ДФП увеличивается в 5–10 раз в спектральном интервале шириной $\sim k_B T$ вблизи непрямозонного экситонного резонанса. При комнатной температуре, когда экситонные состояния уширяются, ожидается, что усиление будет еще меньше. В нерезонансных условиях измеренные коэффициенты ДФП составляли 6 ± 1.2 см/ГВт ($\lambda = 700$ нм [20]) и 0.3 см/ГВт ($\lambda = 626$ нм [21]) для GaSe при комнатной температуре. В наших экспериментах интенсивность лазерного излучения оценивается как $\sim 10^6$ Вт/см². Отсюда понятно, почему никакой ФЛ не наблюдалось при использовании лазера ближнего ИК диапазона с $\lambda = 783.2$ нм. С другой стороны, усиление в 5–10 раз вряд ли кажется достаточным для генерации сигналов ФЛ (см. рис.4). Таким образом, мы должны заключить, что ДФП является самым маловероятным механизмом.

Авторы работы [21] обсуждали возможность того, что зависящий от интенсивности коэффициент поглощения GaSe может быть обусловлен двумя последовательными однофотонными переходами через экситонное состояние. Поскольку пропускание образца уменьшалось за время, сопоставимое с длительностью лазерного импульса (~ 100 фс), которая намного меньше времени жизни экситонов, они пришли к выводу, что эффект связан с ДФП и не связан с заселением экситонного состояния. В настоящем эксперименте механизм возбуждения может быть другим с учетом использования узкополосного непрерывного лазера.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что эксперименты по ГВГ в GaSe, выполненные методом полос Мейкера, вполне осуществимы с использованием маломощных непрерывных диодных лазеров. Исследована нелинейная, сдвинутая в синюю сторону спектра ФЛ кристалла GaSe и смешанного кристалла GaSe_{0.9}S_{0.1}, возбуждаемых излучением He–Ne-лазера.

Сигнал ФЛ сильно растет, когда край зоны и экситонные состояния смещаются в длинноволновую сторону, т. е. к лазерной линии. Он достигает максимума, когда энергия фотона лазерного излучения совпадает с энергией прямозонного экситона, испускающего ФЛ. Инду-

цированное электрическим полем усиление ФЛ, наблюдавшееся в нашей предыдущей работе [12], обусловлено сопутствующим красным смещением ее спектра. Последнее, вероятно, связано с эффектом Франца–Келдыша, т. к. величина смещения согласуется с этим эффектом. Кроме того, небольшой джоулев нагрев слабым током, протекающим по электродам чипа, мог давать вклад в спектральный сдвиг. Непосредственное влияние электрического поля на полосы Мейкера или на нелинейное усиление ФЛ может быть исключено.

Физическая природа нелинейного механизма в настоящей работе не могла быть выяснена. Скорее всего, он состоит из двух последовательных процессов линейного поглощения через экситонное состояние. ГВГ или ДФП, резонансно усиленные за счет экситонного состояния, менее вероятны, главным образом потому, что усиление ДФП, измеренное в работе [19], слишком мало для объяснения наших результатов.

Авторы благодарны А.Селмейеру (A.Seilmeier) за многочисленные полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), Научно-технического исследовательского совета Турции (TÜBİTAK), the Emil-Warburg-Stiftung (Bayreuth) и Турецкой государственной планирующей организации.

1. Исмаилов Ф.И., Гусейнова Е.С., Ахундов Г.А. *ФТТ*, **5** (12), 3620 (1963).
2. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А., Прохоров А.М., Савельев А.Д., Салаев Э.Ю., Смирнов В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **16** (3), 130 (1972).
3. Соколов В.И., Соломонов Ю.Ф., Субашев В.К. *ФТТ*, **17** (7), 1914 (1976).
4. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А., Никлес П.В., Прохоров А.М., Савельев А.Д., Салаев Э.Ю., Смирнов В.В. *Квантовая электроника*, **3**, 163 (1976).
5. Абдуллаев Г.Б., Аллахвердиев К.Р., Карасев М.Е., Конов В.И., Кулевский Л.А., Мустафаев Н.Б., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Стародумов Ю.М., Чаплиев Н.И. *Квантовая электроника*, **16**, 757 (1989).
6. Vodopyanov K.L., Kulevskii L.A., Voevodin V.G., Gribenyukov A.I., Allakhverdiev K.R., Kerimov T.A. *Opt. Commun.*, **83**, 322 (1991).
7. Vodopyanov K.L., Voevodin V.G. *Opt. Commun.*, **114**, 333 (1995).
8. Lu Y.Z., Wang X.B., Zhu X.W., Zhang X.L., Zuo D.L., Cheng Z.H. *J. Appl. Phys.*, **107**, 093105 (2010).
9. Fernelius N.C. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **28**, 275 (1994).
10. Singh N.B., Suhre D.R., Balakrishna V., Marable M., Meyer R., Fernelius N.C., Hopkins F.K., Zelmon D. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **37**, 47 (1998).
11. Allakhverdiev K.R., Yetis M.O., Ozbek S., Baykara T.K., Salaev E.Y. *Laser Phys.*, **19**, 1092 (2009).
12. Fan Y., Bauer M., Kador L., Allakhverdiev K.R., Salaev E.Y. *J. Appl. Phys.*, **91**, 1081 (2002).
13. Perez Leon C., Kador L., Allakhverdiev K.R., Baykara T., Kaya A.A. *J. Appl. Phys.*, **98**, 103103 (2005).
14. Ахундов Г.А., Агаева А.А., Салманов В.М., Шаронов Ю.П., Ярошецкий И.Д. *ФТП*, **7** (6), 1229 (1973).
15. Аллахвердиев К.Р., Гулиев Р.И., Салаев Э.Ю., Смирнов В.В. *Квантовая электроника*, **9**, 1483 (1982).
16. Allakhverdiev K., Ismailov F., Kador L., Braun M. *Solid State Commun.*, **104**, 1 (1997).
17. Kador L., Braun M., Allakhverdiev K.R., Salaev E.Y. *Opt. Commun.*, **143**, 62 (1997).
18. Hirlimann C., Morhange J.-F., Chevy A. *Solid State Commun.*, **69**, 1019 (1989).
19. Grivickas V., Bikbajevs V., Allakhverdiev K., Linnros J. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **100**, 042008 (2008).
20. Vodopyanov K.L., Mirov S.B., Voevodin V.G., Schunemann P.G. *Opt. Commun.*, **155**, 47 (1998).
21. Kulibekov A.M., Allakhverdiev K., Guseinova D.A., Salaev E.Y., Baran O. *Opt. Commun.*, **239**, 193 (2004).