

Спектры поглощения и нелинейное пропускание (на $\lambda = 2940$ нм) монокристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$, легированного диффузионным методом

Г.А.Буфетова, Э.С.Гулямова, Н.Н.Ильичев, А.С.Насибов, П.П.Пашинин, П.В.Шапкин

В области длин волн 500–7000 нм измерены спектры пропускания образца ZnSe , легированного ионами Fe^{2+} диффузионным методом. Обнаружена широкая линия поглощения в диапазоне 500–1500 нм, которая присутствует как в легированных областях образца, так и в нелегированных. Возникновение этой полосы, возможно, связано с нарушением стехиометрии кристалла при проведении диффузии. Измерено пропускание образца $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$ при разных концентрациях примеси для интенсивного (до 8 МВт/см^2) импульса излучения с длиной волны 2940 нм. Установлено, что образцы просветляются не полностью, причем пропускание во время действия импульса сначала растет, достигает максимума и падает. Показано, что неполное просветление не может быть объяснено поглощением из возбужденного состояния. Неполное просветление (как и наличие максимума пропускания) обусловлено нагревом образца, что приводит к уменьшению времени жизни верхнего уровня и, следовательно, к увеличению интенсивности насыщения поглощения.

Ключевые слова: кристалл ZnSe , легирование методом диффузии, спектры поглощения, нелинейное пропускание.

1. Введение

Одним из перспективных материалов для создания мощных твердотельных лазеров, работающих в диапазоне длин волн 4000–5000 нм, является кристалл ZnSe , легированный Fe^{2+} . В работе [1] были исследованы спектрально-люминесцентные характеристики этого материала и получена генерация в области длин волн 4000–4500 нм при температуре ниже 180 К, а в [2] показана возможность получения генерации при комнатной температуре. В работе [3] сообщается о суперлюминесценции кристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$, легированного методом диффузии, при комнатной температуре и накачке излучением лазера на 2940 нм. При использовании поперечной схемы накачки кристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$ излучением HF-лазера получена суммарная энергия генерации 30.6 мДж [4].

Обзор результатов исследования халькогенидных кристаллов, легированных Fe^{2+} , приведена в [5]. Важной особенностью $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$ является сильная зависимость от температуры времени жизни верхнего лазерного уровня Fe^{2+} [1, 6, 7]. Необходимо отметить, что измерение времени жизни по скорости затухания люминесценции при комнатной и более высокой температуре представляет определенные трудности ввиду малости квантового выхода люминесценции. Так, время жизни верхнего уровня Fe^{2+} в кристалле ZnSe падает от 105 мкс при 120 К [1] до 355 нс при 300 К [6]. Результаты измерения времени жизни верхнего лазерного уровня в диапазоне 275–365 К приведены в [8].

Г.А.Буфетова, Э.С.Гулямова, Н.Н.Ильичев, П.П.Пашинин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ilichev@kapella.gpi.ru
А.С.Насибов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 2 октября 2014 г., после доработки – 14 ноября 2014 г.

Измерения линейного и нелинейного пропускания кристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$ для излучения с длиной волны 2940 нм в диапазоне температур 20–220 °С [9] показали, что при интенсивности излучения $\sim 5.5 \text{ МВт/см}^2$ и температуре 220 °С образец практически не просветляется. Это позволило сделать вывод, что время жизни верхнего уровня Fe^{2+} при температуре 220 °С становится меньше 12 нс.

Измерения пропускания кристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$, легированного диффузионным методом, для мощного излучения с длиной волны 2920 нм подтвердили неполное просветление образцов, т. е. наличие в них остаточных потерь [10]. Показано, что экспериментальные данные лучше описываются, если время жизни верхнего уровня Fe^{2+} равно 100 нс. Легирование монокристаллов ZnSe ионами Fe^{2+} диффузионным методом обсуждалось в [11, 12]. В работе [11] измерена зависимость от температуры коэффициента диффузии ионов Fe^{2+} в монокристалле селенида цинка.

Поскольку наблюдается неполное просветление образцов ZnSe , легированных Fe^{2+} методом диффузии, под действием мощного лазерного излучения, то возникает вопрос, связано ли это с методом легирования, т. к. при диффузии примесь входит в образец крайне неоднородно, что может влиять на степень просветления образца, например, если имеется концентрационное тушение люминесценции.

Настоящая работа посвящена измерению спектральных характеристик образца ZnSe , легированного Fe^{2+} методом диффузии, и исследованию нелинейного пропускания этим образцом мощного лазерного излучения с длиной волны 2040 нм.

2. Измерение спектров пропускания

Для измерения спектра пропускания использовался образец монокристалла $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$, легированный диффузионным методом (образец № 435). Диффузия осуществлялась через две противоположные грани кристал-

ла, выполненного в виде плоскопараллельной пластины. После проведения диффузии обе грани образца имели слой, обогащенный железом. Затем одна из сторон срезалась на глубину ~ 500 мкм и полировалась до оптического качества. Вторая поверхность срезалась под углом около 3° и также полировалась. Размеры образца: полированная грань составила 10.5×16 мм, толщина изменялась от 2.8 до 2.0 мм на длине 16 мм. Этого было достаточно для того, чтобы на одном конце образца наличие железа не регистрировалось оптическим методом, а на другом – его концентрация была максимальной. Измерение спектров пропускания проводилось на спектрофотометрах Shimadzu IR-460 и UV-3101PC. Для измерения спектров был изготовлен такой же оптический клин из нелегированного ZnSe. Оба образца выставлялись таким образом, чтобы углового сноса луча в спектральном приборе не было.

На рис.1 приведены спектр пропускания плоскопараллельной пластины из ZnSe и два спектра пропускания образца ZnSe:Fe²⁺, нормированные на спектр пропускания нелегированной пластины из ZnSe. При такой нормировке исключается отражение от граней дополнительного оптического клина. Кривые 1 на рис.1 соответствуют прохождению излучения через область образца, где примесь Fe²⁺ практически отсутствует, поэтому на них нет линии поглощения Fe²⁺ в области 3000 нм. На кривых 2 линия поглощения Fe²⁺ в области 3000 нм видна, поскольку излучение проходит через ту часть образца, где есть ионы Fe²⁺. Следует отметить, что спектры получены на

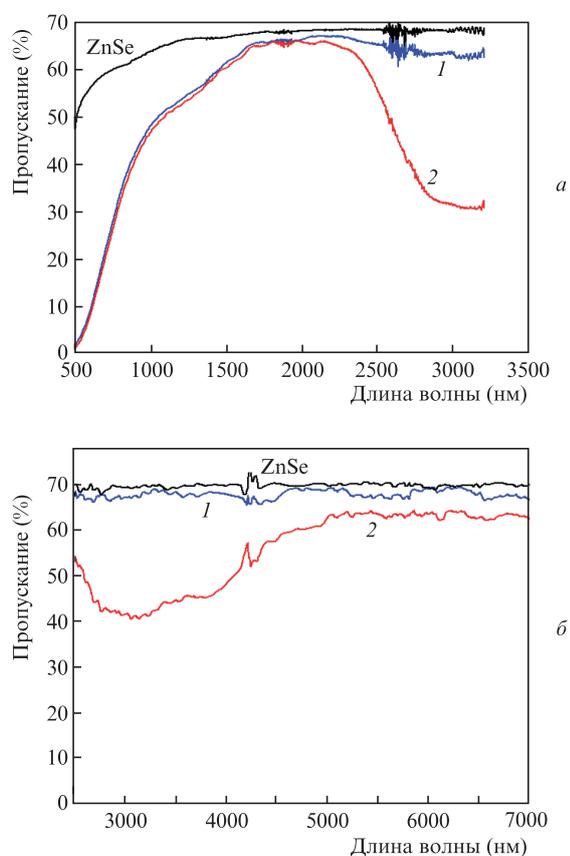


Рис.1. Спектры пропускания образца ZnSe:Fe²⁺ (1,2), а также плоскопараллельной пластины ZnSe в диапазонах 500–3200 (а) и 2500–7000 нм (б), зарегистрированные в областях, где примесь Fe²⁺ отсутствует (1) и присутствует (2).

разных приборах и в разных областях образца, поэтому кривые 2 на рис.1 различаются.

Заметим также, что важной особенностью представленных спектров пропускания ZnSe:Fe²⁺ является наличие в области 500–1500 нм широкой полосы поглощения, которая присутствует в областях кристалла как с примесью Fe²⁺, так и без нее. Очевидно, что она образовалась в процессе легирования образца. Возможно, в этой области присутствует и линия поглощения железа, но она маскируется указанной полосой поглощения.

3. Установка для измерения нелинейного пропускания

Населенность верхнего уровня иона Fe²⁺ в кристалле ZnSe во время действия мощного излучения определяется вероятностью его распада в единицу времени, мощностью излучения, которое поглощается на резонансном переходе, а также другими процессами, которые могут иметь место при взаимодействии мощного излучения с данным примесным центром. Поэтому по динамике пропускания в течение действия лазерного импульса можно определить время распада. Этот способ определения времени жизни особенно интересен для центров, квантовый выход люминесценции которых мал.

На рис.2 изображена схема эксперимента. Для измерения зависимости пропускания от времени использовались два фотоприемника ФСГ-22-3а2, один из которых (опорный) служил для регистрации падающего на образец излучения, а второй (измерительный) – для регистрации прошедшего через образец излучения. Регистрация электрических сигналов осуществлялась осциллографом DPO 7254 (Tektronix) с полосой пропускания 2.5 ГГц (входное сопротивление осциллографа 50 Ом, временное разрешение фотоприемников при нагрузке 50 Ом около 2.5 нс). Излучение импульсного лазера на YAG:Er³⁺ с активной модуляцией добротности и поперечным распределением, близким к моде TEM₀₀, фокусировалось в об-

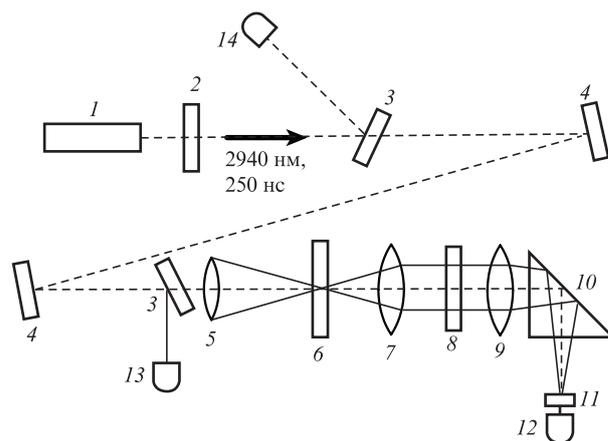


Рис.2. Схема установки для измерения пропускания образцов: 1 – лазер YAG:Er³⁺; 2 – ослабляющий фильтр; 3 – подложки из кварцевого стекла; 4 – металлические плоские поворотные зеркала; 5 – линза CaF₂, фокусирующая излучение на образец, $f = 700$ мм; 6 – образец ZnSe или ZnSe:Fe²⁺ (угол падения излучения около 90°); 7 – линза из CaF₂, $f = 150$ мм (образец стоит в ее фокальной плоскости); 8 – ослабляющий фильтр HC9; 9 – линза из CaF₂, $f = 300$ мм; 10 – поворотная призма из CaF₂; 11 – рассеиватель; 12 – сигнальный фотоприемник ФСГ-22-3а2; 13 – опорный фотоприемник ФСГ-22-3а2; 14 – фотоприемник ПМ4 для измерения энергии импульса излучения.

разец *b* с помощью линзы 5. Длина волны излучения лазера была 2940 нм, длительность импульса излучения – около 220 нс, сечение гауссова пучка на входе в образец составило 1.06×10^{-3} см² (радиус 0.026 см), энергия излучения была около 2.3 мДж, а пиковая плотность энергии – 2.16 Дж/см². Плоскость образца находилась в фокальной плоскости линзы 7 из CaF_2 с фокусным расстоянием $f_1 = 150$ мм, на некотором расстоянии от которой располагалась линза 9 из того же материала с фокусным расстоянием $f_2 = 300$ мм. В фокальной плоскости последней размещался рассеиватель излучения 11, изготовленный из 14 матированных пластин кристалла ГГГ толщиной 450 мкм и диаметром 5 мм, установленных последовательно в полированной изнутри медной трубе. Рассеиватель находился непосредственно перед входным окном фотоприемника и предназначался для заполнения излучением приемной площадки фотосопротивления, а также для ослабления влияния смещения пятна излучения на входной плоскости рассеивателя на сигнал фотоприемника. Апертура линз 7 и 9 была 80 мм. Между линзами помещался фильтр 8 из стекла НС9, который ослаблял излучение приблизительно в 200 раз. Призма из CaF_2 служила для поворота излучения на 90°.

Измерения пропускания проводились как для мощного, так и ослабленного излучения. В случае мощного излучения фильтр 8 находился между линзами 7 и 9, а при измерении слабого импульса он устанавливался перед образцом. Необходимость использования двух линз обусловлена тем, что при прохождении мощного излучения образец нагревается и в нем образуется тепловая линза, фокусное расстояние которой зависит от времени. Двухлинзовая схема позволила исключить возможное влияние тепловой линзы на форму электрического сигнала при регистрации прошедшего через образец излучения, а большая апертура линз – возможное виньетирование прошедшего через образец пучка. Возможное виньетирование излучения на апертуре приемника исключалось также применением описанного выше рассеивателя. Кроме того, при введении клина изменялось направление распространения излучения. Поскольку оптическая система строила изображение выходной плоскости образца на входную плоскость рассеивателя, положение изображения выходящего пучка не изменялось при наличии образца и в его отсутствие, что специально контролировалось.

4. Измерение и обработка сигналов

Процедура измерения пропускания была следующей. На двух каналах осциллографа регистрировались сигналы с фотоприемников 13 и 12 (рис.2). Сигнал U с фотосопротивления, который регистрировался вместе с его постоянной составляющей, преобразовывался согласно выражению

$$u_x = \frac{U/U_p}{1 - U/U_p},$$

где $U_p = 15$ В – напряжение питания. Из этого сигнала вычиталась постоянная составляющая $u_{\text{ст}}$, которая определялась в момент времени, далекий от максимума сигнала: $u = u_x - u_{\text{ст}}$. Именно этот преобразованный сигнал в дальнейшем обрабатывался. Сигнал с измерительного фотоприемника $u_1(t)$ делился на сигнал с опорного фотоприемника $u_0(t)$ для каждого момента времени t в выбранном

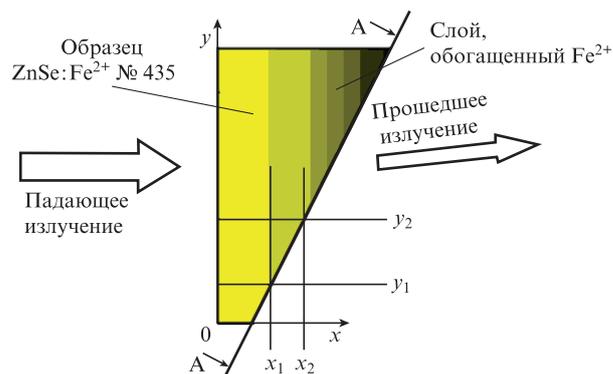


Рис.3. Схема прохождения излучения через образец № 435. Плоскость А–А отображается на входную плоскость рассеивателя.

диапазоне. Временная задержка прихода сигналов на каналы осциллографа относительно прихода излучения на образец была близка к нулю. Если обозначить отношение $u_1(t)/u_0(t)$ как $r_0(t)$ для случая, когда в измерительном канале не было образца, и $r_1(t)$, когда в измерительном канале находился образец, то пропускание определяется как $T(t) = r_1(t)/r_0(t)$. Момент времени $t = 0$ соответствовал максимуму импульса. Сигналы $U(t)$ находились усреднением по 16 импульсам. Запуск осциллографа осуществлялся по фиксированному уровню, который был близок к половине амплитуды среднего сигнала с опорного фотоприемника. Искажением импульса при усреднении за счет нестабильности амплитуды сигнала при фиксированном уровне запуска можно пренебречь, т. к. в нашем случае, как показало математическое моделирование, эти искажения невелики.

Пропускание образца № 435 измерялось в местах кристалла с разной концентрацией примеси. Излучение падало на образец с той стороны, где концентрации примеси малы (рис.3). Пропускание измерялось при разных положениях образца в поперечном направлении (по оси y). При таком методе измерений для каждого следующего положения образца по отношению к предыдущему добавляется слой материала с некоторой концентрацией примеси, которая зависит от координаты x . Здесь мы рассматриваем клин как набор ступенек.

Если при положении y_1 измерено пропускание T_1 слоя $[0, x_1]$ и при положении y_2 измерено пропускание T_2 слоя $[0, x_2]$, то пропускание слоя $[x_1, x_2]$, толщина которого $\Delta x = x_2 - x_1$, будет $T_{12} = T_2/T_1$. Интенсивность на входе в слой $[x_1, x_2]$ равна интенсивности на выходе из слоя $[0, x_1]$, если интенсивность на входе в образец поддерживается постоянной. Толщины слоев находились из известного смещения образца вдоль оси y и угла при вершине клина.

5. Результаты измерений нелинейного пропускания

На рис.4 приведены зависимости от времени линии 100%-ного пропускания (образец отсутствует) для слабого (w) (пиковая интенсивность 0.04 МВт/см²) и сильного (s) (пиковая интенсивность 8 МВт/см²) полей. Видно, что эта линия в течение всего импульса отклоняется от уровня 100% не более чем на 1%. Здесь же приведены зависимости пропускания от времени оптического клина из нелигированного ZnSe . Как следует из рисунка, пропускание клина для сильного сигнала $T_s = 67\%$ (кривая $\text{ZnSe}s$), для слабого сигнала $T_w = 68\%$ (кривая $\text{ZnSe}w$) и постоян-

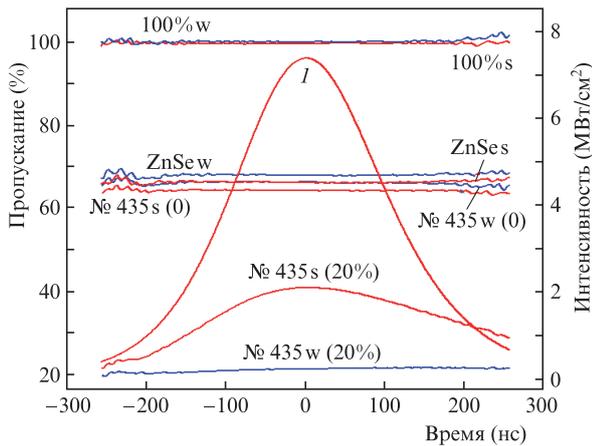


Рис.4. Зависимости пропускания от времени клина ZnSe (без легирования) и образца ZnSe: Fe²⁺ № 435 в месте, где нет примеси Fe²⁺ (№ 435 w, s(0)), и в месте, где начальное пропускание составляет около 20% (№ 435 w, s (20%) и ZnSe w, s(20%)), а также кривые 100%-ного пропускания в отсутствие образца для слабого и сильного полей (*I* – зависимость интенсивности на входе в образец от времени).

но во время действия импульса излучения с погрешностью меньше 0.5%. Относительная погрешность измерения пропускания во времени в пределах импульса излучения оценена как 1%. Расчетное пропускание плоскопараллельной пластины ZnSe должно быть около 68%, что обусловлено отражением от граней образца (показатель преломления 2.43 на длине волны в районе 3 мкм [13]), и согласуется с пропусканием пластины на длине волны 2940 нм, измеренным на спектрофотометре (см. рис.1,а).

На рис.4 также показано пропускание участка образца ZnSe: Fe²⁺ № 435, где примесь отсутствовала (кривые № 435 s(0) и № 435 w(0)). Видно, что пропускание практически не изменяется со временем (в сильном и слабом полях пропускание $T_s = 64\%$ и $T_w = 66\%$). Сравнение этих кривых с кривыми пропускания клина ($T_s = 66.3\%$, $T_w = 68\%$) позволяет заключить, что они идентичны и слегка отличаются только значением пропускания, что обусловлено, скорее всего, неточностью настройки системы. Нерезонансное поглощение на длине волны 2940 нм в образцах, видимо, присутствует, но точность измерений позволяет оценить коэффициент нерезонансного поглощения только сверху: $\gamma < 0.5 \text{ см}^{-1}$.

Кривые № 435 s (20%) и № 435 w (20%) на рис.4 демонстрируют пропускание в сильном и слабом полях образца, где присутствует примесь Fe²⁺ (20%). В случае сильного поля наблюдается увеличение пропускания в первой половине импульса излучения и уменьшение в его второй половине. Характерным является наличие максимума пропускания в момент времени, близкий к максимуму падающего на образец импульса излучения. Для слабого поля пропускание во время действия импульса излучения практически постоянно. На рис.4 приведена также зависимость от времени интенсивности излучения на входе в образец.

При обработке результатов интенсивность излучения на входе и выходе образца приводилась к ее значению внутри образца. Абсолютные значения интенсивности использовались для нахождения интенсивности насыщения и оценки изменения температуры образца под действием излучения.

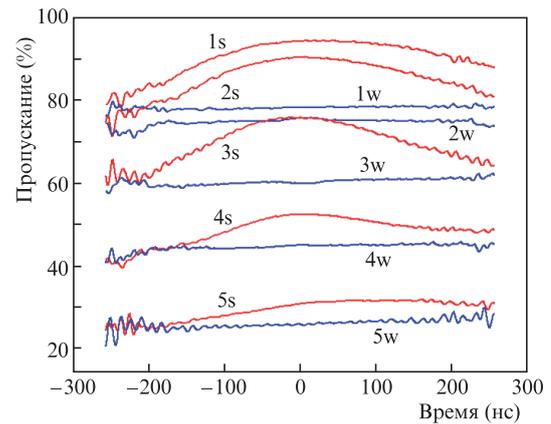


Рис.5. Зависимости коэффициентов пропускания отдельных слоев (1–5) от времени (параметры слоев приведены в табл.1).

На рис.5 приведены зависимости пропускания отдельных слоев, описанных выше (см. разд.4), от времени. Видно, что для слабого поля во всех измерениях пропускание во время действия импульса постоянно с погрешностью меньше 1%. В случае мощного излучения кривые пропускания всех слоев имеют характерный вид, когда после начала действия импульса излучения пропускание увеличивается, достигает максимума, а на спаде импульса падает.

В табл.1 приведены толщины слоев (*h*), их пропускание в слабом поле и максимальное пропускание в сильном поле, средний коэффициент поглощения в слое в слабом поле и расчетная температура слоя в момент времени, когда достигается максимум пропускания.

Табл.1.

Номер слоя	<i>h</i> (мкм)	T_w (%)	T_s^{max} (%)	γ_w (см ⁻¹)	Температура (°C)
1	52	78	94.3	47	27
2	26	75	90	112	40
3	26	60	76	193	59
4	26	45	52	309	73
5	26	26	32	513	56

6. Обсуждение результатов

Одной из возможных причин того, что пропускание в максимуме импульса существенно меньше 100%, может быть наличие поглощения из возбужденного состояния. Характеристикой такого процесса служит величина $\beta = \ln T_s / \ln T_w$. При достаточно большой интенсивности излучения она равна отношению сечения поглощения из возбужденного состояния к сечению поглощения из основного состояния [14]. Очевидно, что β не должна зависеть от концентрации примеси. Приведенные в табл.1 данные позволяют построить зависимость β от коэффициента поглощения слоя (рис.6), из которой видно, что β изменяется в пределах 0.2–0.8. Столь значительное изменение позволяет сделать вывод о том, что поглощением из возбужденного состояния нельзя объяснить неполное просветление образца в сильном поле.

Распространение излучения в образце с интенсивностью I (в квант·см⁻²·с⁻¹) и зависимость от времени концентрации n_1 примеси Fe²⁺, находящейся на нижнем уровне, описываются кинетическими уравнениями

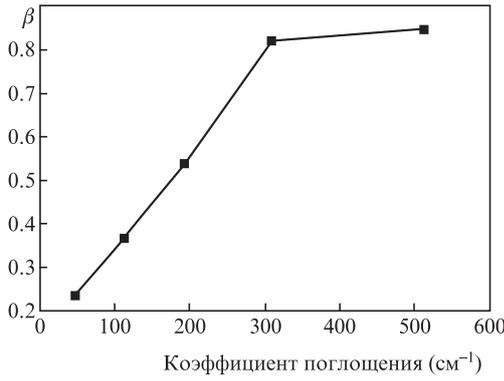


Рис.6. Зависимость $\beta = \ln T_s / \ln T_w$ от среднего значения коэффициента пропускания слоя в слабом поле.

$$\frac{dI}{dx} = -\sigma_{12} n_1 I, \quad (1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\sigma_{12} n_1 I + \frac{1}{\tau(x,t)} (n_0 - n_1),$$

где σ_{12} – сечение поглощения излучения с нижнего уровня 1 на верхний уровень 2; $\tau(x,t)$ – время жизни верхнего уровня в данной точке x в момент времени t ; $n_0(x)$ – концентрация примеси в данной точке образца. Считаем также, что нерезонансное поглощение отсутствует. Из уравнений (1) получаем уравнение, описывающее пропускание образца во времени:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = -I_{in} \sigma_{12} (1 - T) + \frac{1}{\bar{\tau}(t)} \ln \frac{T}{T_w}. \quad (2)$$

Здесь $T = I_{out} / I_{in}$ – пропускание образца; I_{in} и I_{out} – интенсивности излучения на входе и выходе образца в максимуме поперечного распределения;

$$T_w = \exp \left[-\sigma_{12} \int_0^L n_0(x) dx \right]$$

– пропускание образца в слабом поле; L – длина пути излучения внутри образца; $\bar{\tau}(x)$ определяется из выражения

$$\int_0^L \frac{n_0(x) - n_1(x)}{\tau(x,t)} dx = \frac{1}{\bar{\tau}(t)} \int_0^L [n_0(x) - n_1(x)] dx.$$

Из (2) можно найти интенсивность насыщения $I_{sat} = \hbar \omega_p \times (\tau \sigma_{12})^{-1}$ (в Вт·см⁻²) для момента времени $t = t_{max}$, когда пропускание достигает максимума, т.е. $[dT/dt]_{t=t_{max}} = 0$:

$$I_{sat} = \hbar \omega_p \left[\frac{I_{in} (1 - T)}{\ln(T/T_w)} \right]_{t=t_{max}}. \quad (3)$$

Оценим нагрев образца под действием мощного излучения. Для отдельного слоя, распределение примеси в котором будем считать постоянным, энергию, выделившуюся в нем в виде тепла, можно найти как разность между плотностями энергии E_{in} и E_{out} в момент времени $t = t_{max}$. Необходимо также учесть энергию, запасенную в слое возбужденными ионами Fe²⁺. Используя (2) и пренебрегая уходом энергии из области нагрева за счет люминесценции, получаем изменение температуры слоя в момент максимума пропускания:

$$\Delta T = \left[\frac{(E_{in} - E_{out}) - \hbar \omega_{lum} \sigma_{12} \ln(T/T_w)}{Ch\rho} \right]_{t=t_{max}}, \quad (4)$$

где $\hbar \omega_{lum}$ – энергия кванта люминесценции иона Fe²⁺; $\sigma_{12} = 0.95 \times 10^{-18}$ см² [1] – сечение поглощения на длине волны 2940 нм; $C = 0.33$ Дж·г⁻¹·град⁻¹ – теплоемкость ZnSe [15]; $\rho = 5.3$ г/см³ [13]; h – толщина слоя. Значения E_{in} и E_{out} находились из эксперимента. В табл.1 представлены результаты расчета ΔT (4) (комнатная температура принята равной 20 °С). Уходом тепла из зоны нагрева за счет теплопроводности можно пренебречь, т.к. за время действия импульса излучения длина диффузии тепла $\Delta L = [\chi \Delta t / (C\rho)]^{1/2}$ составляет около 1.5 мкм, что значительно меньше характерной толщины отдельного слоя (~20 мкм). Здесь $\chi = 0.19$ Вт·см⁻¹·К⁻¹ – коэффициент теплопроводности ZnSe [13], $\Delta t = 220$ нс – длительность импульса излучения.

На рис.7 приведена зависимость интенсивности насыщения от среднего коэффициента поглощения слоя, вычисленная по формуле (3) на основании данных, представленных в табл.1. Поскольку $I_{sat} \sim \tau^{-1}$, эти данные можно объяснить, если принять, что время жизни верхнего уровня τ уменьшается с увеличением концентрации примеси (концентрационное тушение люминесценции); на эту возможность указано в работе [7]. Однако необходимо учесть нагрев материала мощным излучением. На рис.7 приведена также температура соответствующего слоя, рассчитанная по (4). Видно, что нагрев достаточно велик, особенно там, где высока концентрация примеси. Так, при коэффициенте поглощения около 300 см⁻¹ температура к моменту достижения максимума импульса излучения составляет более 70 °С. При такой температуре существенно сокращается время жизни верхнего уровня [8]. Поэтому мы полагаем, что зависимость интенсивности насыщения от концентрации, представленная на рисунке, обусловлена нагревом образца мощным излучением. Кривая 1 на рис.7 – это аппроксимация зависимости интенсивности насыщения от концентрации линейной функцией, если принять, что интенсивность насыщения при комнатной температуре $I_{sat}(20^\circ) = 0.2$ МВт/см² ($\tau \sim 355$ нс при 300 К [6]) и концентрация примеси близка к нулю. Недостаточная точность измерений пропускания не позволяет найти I_{sat} из экспериментальных данных. Можно только указать диапазон ее возможных значений: 0.1 МВт/см² < $I_{sat}(20^\circ)$ < 1 МВт/см².

Если вернуться к представленным на рис.5 кривым пропускания в сильном поле (кривые 1s–4s), то падение

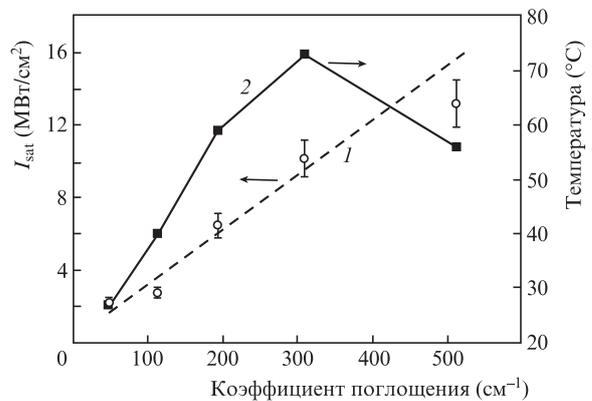


Рис.7. Зависимости интенсивности насыщения (1) и температуры (2) от среднего коэффициента поглощения слоя.

пропускания при $t > 0$ можно объяснить дальнейшим нагревом образца и вызванным этим нагревом сокращением времени жизни верхнего уровня Fe^{2+} .

7. Выводы

1. В области длин волн 500–7000 нм измерены спектры пропускания образца ZnSe, легированного ионами Fe^{2+} . Образец легировался методом диффузии в условиях термодинамического равновесия. Применение клиновидного образца, в котором слой, обогащенный ионами Fe^{2+} , был срезан под углом 3° , позволило провести измерения в нескольких участках образца, имевших разную концентрацию примеси. Обнаружено, что широкая линия поглощения в области 500–1500 нм, появляющаяся в образцах ZnSe после диффузии, присутствует также и в тех местах кристалла, в которых ионы Fe^{2+} отсутствуют. Появление этой линии, возможно, связано с изменением стехиометрии кристалла, которое происходит под действием высокой температуры во время проведения диффузии.

2. Проведены измерения зависимости пропускания образца для мощного (пиковая интенсивность около 8 МВт/см²) излучения с длиной волны 2940 нм во время действия импульса излучения. Установлено, что эта зависимость имеет максимум, близкий к максимуму импульса излучения. Для ослабленного в 200 раз излучения пропускание образца во время действия импульса не изменяется.

3. На основании проведенных измерений показано, что неполное просветление образца не может быть объяснено поглощением из возбужденного состояния.

4. Измерена интенсивность насыщения для длины волны 2940 нм на резонансном переходе Fe^{2+} в момент времени, соответствующий максимуму пропускания, для участков образца с разной концентрацией Fe^{2+} . Обнаружена сильная зависимость интенсивности насыщения

от среднего коэффициента поглощения, что обусловлено нагревом образца мощным излучением. Увеличение температуры образца приводит к уменьшению времени жизни верхнего уровня Fe^{2+} и, соответственно, к увеличению интенсивности насыщения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 13-02-01073а, 12-02-00641а, 12-02-00465а, 13-02-12181 офи-м) и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-451.2014.2.

1. Adams J.J., Bibeau C., Page R.H., et al. *Opt. Lett.*, **24** (23), 1720 (1999).
2. Kernal J., Fedorov V.V., Gallian A., et al. *Opt. Express*, **13** (26) 10608 (2005).
3. Ильичев Н.Н., Данилов В.П., Калинушкин В.П. и др. *Квантовая электроника*, **38** (2), 95 (2008).
4. Великанов С.Д., Данилов В.П., Захаров Н.Г. и др. *Квантовая электроника*, **44** (2), 141 (2014).
5. Mirov S.B., Fedorov V.V., Martyshkin D.V., et al. *Opt. Mat. Express*, **1** (5), 898 (2011).
6. Акимов В.И., Воронов А.А., Козловский В.И. и др. *Квантовая электроника*, **36** (4), 299 (2006).
7. Myoung NoSoung, Fedorov V.V., Mirov S.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8588**, 85881H1 (2010).
8. Frolov M.P., Korostelin Yu.V., et al. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 125001 (2013).
9. Ильичев Н.Н., Пашинин П.П., Гулямова Э.С., Буфетова Г.А., Шапкин П.В., Насибов А.С. *Квантовая электроника*, **44** (3), 213 (2014).
10. Il'ichev N.N., Shapkin P.V., Kulevsky L.A., Gulyamova E.S., Nasibov A.S. *Laser Phys.*, **18** (2), 130 (2008).
11. Demirbas U., Sennaroglu A., Somer M. *Opt. Mater.*, **28**, 231 (2006).
12. Ильичев Н.Н., Шапкин П.В., Гулямова Э.С., Кулевский Л.А., Насибов А.С. *Неорганические материалы*, **46** (2), 149 (2010).
13. Блистанов А.А., Бондаренко В.С. и др. *Акустические кристаллы. Справочник* (М.: Наука, 1982).
14. Wei T.H., Nagau D.J., Sence M.J., et al. *Appl. Phys. B*, **54**, 46 (1992)
15. Бергман Г.А. Гусаров А.В. http://www.chem.msu.su/Zn/Zn/print-ZnSe_c.html.