

Ракович Ю.П.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ A_2B_6

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последнего десятилетия оптические свойства нанокристаллов (НК) полупроводниковых соединений A_2B_6 нашли применение при производстве оптических устройств и в различных технологических и промышленных процессах. Примерами таких применений являются светоизлучающие диоды, нелинейные устройства для получения ультракоротких оптических импульсов в лазерах, устройства сверхбыстрого переключения и преобразователи энергии лазерного излучения. Потенциально, нелинейные оптические эффекты в нанокристаллах могут играть важную роль при разработке устройств высокоскоростной обработки данных и систем коммуникации. В настоящее время ведутся активные поиски новых композиционных НК материалов с большой величиной нелинейности и которые, в то же время, удовлетворяют различным технологическим и экономическим требованиям.

В случае полупроводниковых соединений, основной идеей является то, что кубическая оптическая нелинейность может быть значительно увеличена за счет локализации электронов в области с размерами меньше естественной длины делокализации в объемном материале. Согласно теоретическим предсказаниям [1, 2], пространственное ограничение электронов в пределах нанокристалла должно приводить к значительному возрастанию силы осциллятора экситонного перехода и, как следствие, к усилению оптической нелинейности по сравнению с объемным кристаллом. В этом отношении именно полупроводниковые нанокристаллы соединений A_2B_6 являются наиболее исследованными в настоящее время, вследствие их устойчивости к разного рода воздействиям и возможности получения кристаллитов очень малого размера с помощью относительно простых методов синтеза.

Поскольку возможность практического использования наноконкомпозитных материалов в нелинейно-оптических устройствах определяется величиной нелинейной оптической восприимчивости $\chi^{(3)}$, большинство экспериментальных исследований, выполненных к настоящему времени, было посвящено определению этой величины с использованием различных видов экспериментальной техники. Данные, полученные из экспериментов по четырехволновому смешиванию и Z-сканированию, выполненных на стеклах, допированных нанокристаллами CdS_xSe_{1-x} позволили не только оценить эффективное значение амплитуды $\chi^{(3)}$ (10^{-8} – 10^{-9} СГСЕ), но также получить информацию о спектральной зависимости и фазе нелинейной оптической восприимчивости [3-6]. Было показано [7], что в согласии с предсказаниями теории [8] в режиме сильного конфайнмента нелинейная восприимчивость наночастиц существенно возрастает при уменьшении размера квантовых точек.

Однако, несмотря на большое число выполненных исследований, до настоящего времени все еще нет однозначного понимания механизмов формирования нелинейных эффектов в наноконкомпозитах. Так, вопреки теоретическим предсказаниям [1, 2], измеренная величина нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ только незначительно превышает значения, полученные при исследовании объемных полупроводниковых кристаллов [9, 10]. Существуют и явные расхождения в опубликованных

результатах. В работе [11], вопреки выводам теории [1], сообщается об отсутствии какой-либо зависимости нелинейной оптической восприимчивости от концентрации нанокристаллов CdS в матрице органического стекла, а в работах [7, 12] обнаружено, что с ростом процентного содержания нанокристаллов возрастает и нелинейная часть коэффициента преломления n_{nl} .

В настоящей работе обсуждаются результаты измерений нелинейного показателя преломления тонких пленок органических соединений (таких как полиметилметакрилат (ПММА) и полистирол), содержащих нанокристаллы $CdSe$ с концентрацией полупроводникового соединения в матрице от 1 до 40%, а также пленок плотноупакованных НК сульфида кадмия. Поскольку измерения проводились с использованием разных экспериментальных методик, в начале работы приводится их краткое описание с указанием способов обработки полученных данных.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

2.1. Методика z-сканирования

В качестве простого метода измерения нелинейных характеристик можно использовать эффект самовоздействия (самофокусировки или дефокусировки) лазерного пучка [13,14]. Метод основан на измерении нелинейной расходимости лазерного пучка, прошедшего через образец при перемещении образца вдоль оси лазерного пучка (изменение координаты z) вблизи его перетяжки (Рис. 1).

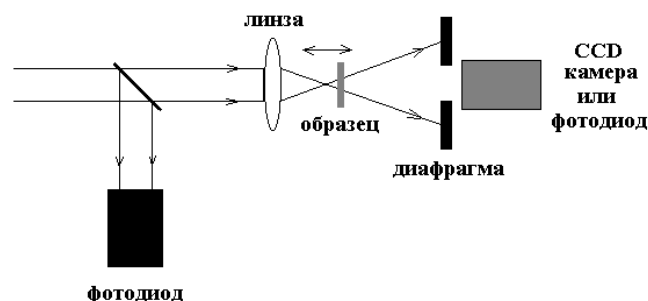


Рис. 1 – Схема экспериментов по наблюдению самофокусировки или дефокусировки.

Изменение интенсивности лазерного пучка характеризуется величиной линзовой прозрачности T , т.е. отношением поперечных сечений пучка (квадратов расходимостей) при наличии образца и без него. Как показано в [13] для малой нелинейной расходимости, при учете нелинейной рефракции и нелинейного поглощения выполняется условие:

$$T(z, \Phi_{nl}(0)) = 1 - \frac{4|\Phi_{nl}(0)|x - \frac{\beta}{kn_2}(3+x^2)}{(x^2+9)(x^2+1)}, \quad (1)$$

где $x = z/z_R$, z – координата, Рэлеевский параметр $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$, ω_0 – диаметр лазерного пучка в фокусе, $\Phi_{nl}(0)$ – величина нелинейного набега фазы, β – величина нелинейно-

го коэффициента поглощения.

Из анализа (1) следует, что максимальное изменение расходимости пучка и соответственно прозрачности образца достигается при помещении образца не в перетяжку, где поле максимально, а на некотором расстоянии как перед перетяжкой, так и после. При этом для самофокусирующего образца перед перетяжкой наблюдается впадина, а за перетяжкой – вершина. Если имеет место дефокусировка, то впадины и вершины меняются местами (рис. 2).

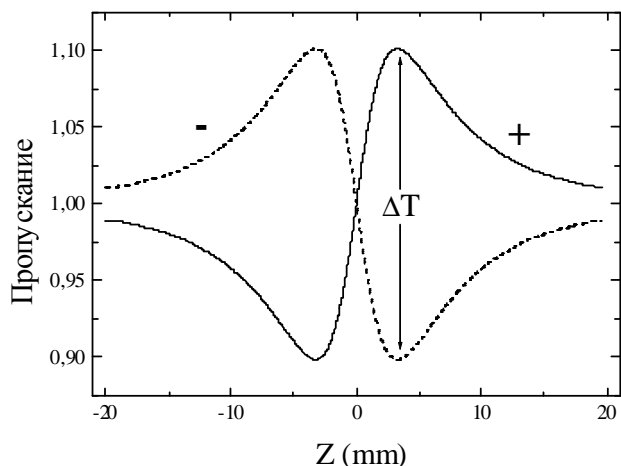


Рис. 2. – Рассчитанная зависимость амплитуды сигнала, принимаемого фотодетектором (см. рис. 1) от положения образца, рассчитанная для $\Phi_{нл}(0)=\pm 0.5$ пренебрегая вкладом нелинейного поглощения.

Разность максимальной и минимальной величин прозрачности $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ позволяет определить нелинейный набег фазы [13]

$$|\Phi_{нл}(0)| = k L_{эф} |n_{нл}| = 0,4 \Delta T, \quad (2)$$

а через него и коэффициент нелинейности среды. (Здесь $L_{эф} = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha$, L – толщина образца, α – линейный коэффициент поглощения.)

Одной из разновидностей практического применения метода z-сканирования является независимое измерение нормализованного пропускания в режимах открытой и малой апертуры. Такое разделение становится особенно эффективным в материалах с большой величиной коэффициента нелинейного поглощения, когда трудно сделать различие между вкладами нелинейного изменения действительной и мнимой частей коэффициента преломления. В первом случае, когда преобладает вклад нелинейного поглощения, пропускание образца можно рассчитать по формуле [14]:

$$T = \frac{1}{q_0} \ln(1 + q_0), \quad (3)$$

где $q_0 = \beta I_0 L_{эф} / (1 + z^2 / z_R^2)$, где I_0 – интенсивность лазерного пучка в перетяжке.

Во втором случае влияние нелинейного поглощения можно практически исключить и нелинейный показатель преломления может быть оценен из измеренной разницы в величине пропускания в максимуме и минимуме экспериментальной кривой ΔT (рис.2) [13]:

$$n_{нл} = \frac{\lambda}{2\pi L_{эф}} \frac{\Delta T}{0.406(1-S)^{0.25} I_0}, \quad (4)$$

где λ – длина волны лазерного излучения, S – коэффициент пропускания апертуры.

По сравнению с другими экспериментальными методиками определения нелинейных параметров полупроводников методика z-сканирования отличается простотой и тем, что она позволяет непосредственно определить знак действительной части нелинейной восприимчивости среды. Кроме того, согласно уравнениям (3) и (4), значения n_2 и β могут быть получены вообще без какого-либо фитинга экспериментальных данных. Для этого достаточно измерить разность в величине пропускания в максимуме и минимуме экспериментальной кривой. Основным недостатком данной методики является то, что в условиях резонансного излучения трудно выделить вклад электронных возбуждений в изменение нелинейного коэффициента преломления, так как преобладающим эффектом в этом случае становится нагрев среды при поглощении света. В общем случае для получения достоверных результатов по данной методике необходимо, чтобы линейное пропускание образца на длине волны лазерного излучения было не менее 80%, т.е. чтобы лазерное возбуждение образца было нерезонансным.

Из вышесказанного ясно, что контроль температуры образца при использовании методики z-сканирования играет важную роль при интерпретации экспериментальных результатов и выяснении природы наблюдаемой нелинейности. Одним из способов такого контроля является спектроскопия фотоотклонения, методика, в которой используется регистрация термостимулированного изменения направления распространения пробного лазерного луча при его прохождении вблизи нагретой поверхности (рис. 3).

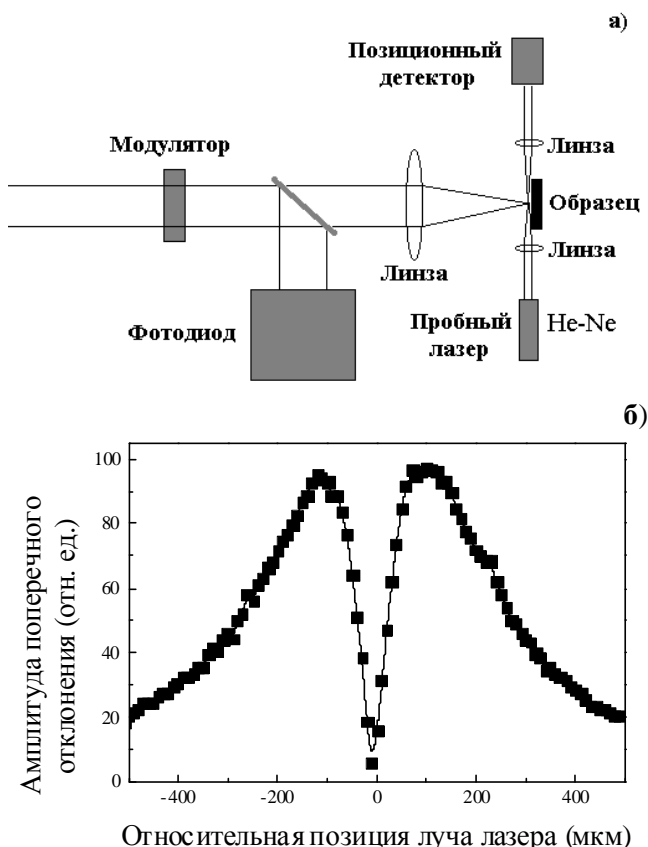


Рис. 3 – а) Схема установки для измерения термоиндуцированного отклонения луча пробного лазера при облучении образца сфокусированным излучением основного лазера. б) Сигнал, измеренный для монокристалла CdS при его облучении аргоновым лазером ($\lambda=514$ нм, $P=100$ мВт).

Необходимо отметить, что схемы экспериментальных установок для z-сканирования и фотоотклонения практически идентичны для фиксированного положения образца. Такое подобие позволяет осуществлять контроль изменения температуры образца во время z-сканирования с точностью до одного градуса. Для примера, на рисунке 3б приведены результаты измерений, выполненных для монокристалла CdS. Анализ этих данных, выполненный согласно методике, описанной в [15], позволяет определить величину коэффициента термодиффузии $\delta=0.18 \text{ см}^2/\text{с}$, которая хорошо согласуется с опубликованными данными ($0.15 \text{ см}^2/\text{с}$ [16])

2.2. Методика четырехволнового смешивания

Как указывалось выше, одним из ограничений методики z-сканирования является невозможность измерения резонансного нелинейного отклика. Более универсальной с этой точки зрения является методика четырехволнового смешивания, которая обычно на практике осуществляется в двухлучевой геометрической конфигурации с регистрацией дифракционной эффективности в первом порядке дифракции (рис.4) [11], который определяется согласно условию Брэгга: $k_D^{+1} = 2k_1 - k_2$ (где k_1 и k_2 – волновые вектора падающих лучей).

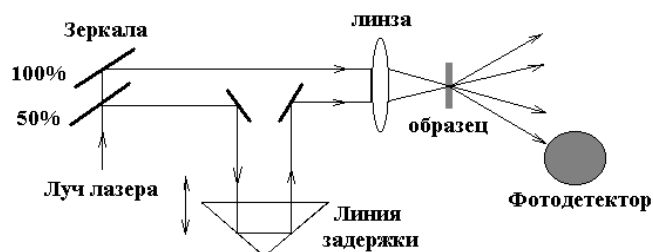


Рис. 4 – Схема экспериментальной установки четырехволнового смешивания.

При использовании такой схемы дифракционная эффективность, т.е. отношение интенсивности сигнала в первом порядке дифракции I_D к интенсивности одного из падающих на образец лучей I_1 [11]:

$$\eta_1 = \frac{I_D}{I_1} = \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right)^2 = \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\pi \Delta \alpha}{4} \right)^2, \quad (5)$$

где d – толщина образца, Δn – индуцированное изменение показателя преломления, $\Delta \alpha$ – индуцированное изменение коэффициента поглощения. При использовании низкой интенсивности лазерного излучения величина $\Delta \alpha$ обычно гораздо меньше, чем индуцированное изменение показателя преломления. В этих условиях величина Δn связана с величиной нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ соотношением:

$$\Delta n = \chi^{(3)} \frac{4\sqrt{I_1 I_2}}{n^2 \epsilon_0 c}, \quad (6)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности двух падающих лучей, n – показатель преломления, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Среда, обладающая нелинейностью керровского типа характеризуется нелинейным показателем преломления n_I , величина которого определяется изменением показателя преломления Δn единицы объема образца, индуцированного лазерным излучением с интенсивностью I :

$$\Delta n = n_I I. \quad (7)$$

Величина $n_I = n_{nl}$ связана с нелинейной восприимчивостью третьего порядка следующей формулой [14]:

$$n_I \left(\frac{\text{см}^2}{\text{Вт}} \right) = \frac{1.2 \cdot 10^5 \pi^2}{n_0^2 c (\text{м/с})} \chi^{(3)} (\text{CGSE}), \quad (8)$$

где n_0 – показатель преломления, c – скорость света.

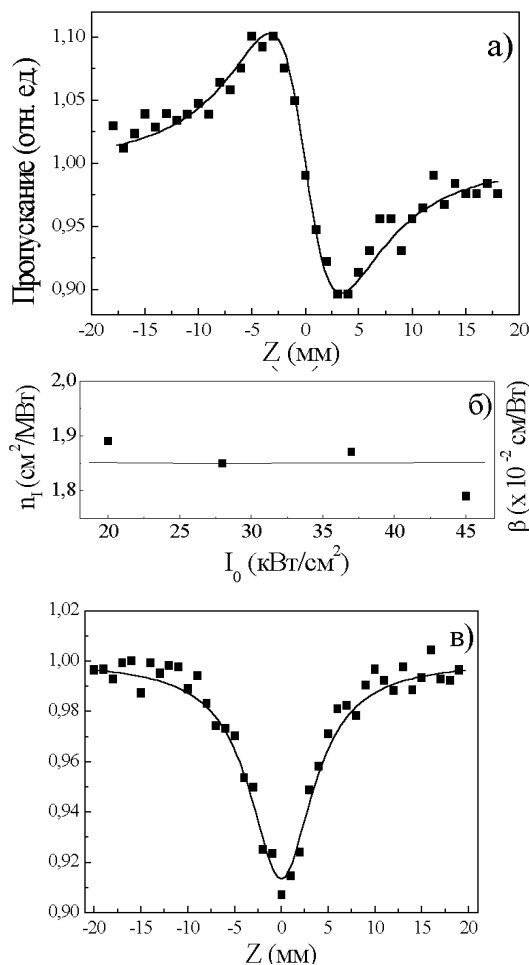
Таким образом, измеряя индуцированное изменение показателя преломления, можно определить как величину кубической нелинейной восприимчивости, так и нелинейный показатель преломления.

В качестве источника лазерного излучения в обеих экспериментальных методиках можно использовать Ag^+ ($\lambda=514 \text{ нм}$) или импульсный $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ($\lambda=530 \text{ нм}$ или 1064 нм) лазеры. При использовании методики четырехволнового смешивания синхронизация во времени обеспечивается с помощью подвижной оптической линии задержки. Оптический сигнал, генерированный в образце за счет самодифракции, регистрируется с помощью CCD камеры или фотодиода.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Z-сканирование

На рисунке 5 представлены результаты измерения пропускания пленки плотноупакованных нанокристаллов CdS в зависимости от расстояния вдоль главной оптической оси фокусирующей линзы (рис.1). Процедура выращивания образцов, а также их спектры поглощения и люминесценции приведены в [17]. В данном эксперименте для возбуждения использовался Ag^+ лазер непрерывного возбуждения с длиной волны $\lambda=514 \text{ нм}$ и гауссовским распределением интенсивности по поперечному сечению луча. Для фокусировки использовалась линза с длиной фокуса 10 см .



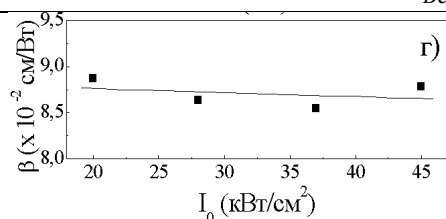


Рис. 5 – Экспериментальные результаты, полученные методом z-сканирования для пленки плотноупакованных нанокристаллов CdS: а) с апертурой; в) без апертуры (сплошные кривые представляют собой результат теоретического расчета, выполненного по формулам (4) и (3) соответственно); В нижней части рисунка показана зависимость нелинейного показателя преломления (б) и коэффициента нелинейного поглощения (г) от интенсивности лазерного излучения.

Из рисунка 5а видно, что в области отрицательных значений относительной координаты наблюдается пик нормализованного пропускания, который, по мере увеличения координаты, сменяется провалом. Такой профиль экспериментальной кривой свидетельствует об отрицательном характере оптической нелинейности, т.е. о том, что в данном случае образец играет роль рассеивающей линзы и наблюдается дефокусировка лазерного луча. Из анализа экспериментальных данных, проведенного по методике, описанной в [13, 17], были получены значения нелинейного показателя преломления $n_{нл}=1.85 \times 10^{-6}$ см²/Вт и коэффициента нелинейного поглощения $\beta=8.7 \times 10^{-2}$ см/Вт, которые в несколько раз превышают значения, опубликованные ранее для нанокристаллов CdS внедренных в матрицу органического стекла [11].

Поскольку в данном эксперименте использовалось излучение лазера непрерывного действия, одним из возможных механизмов наблюдаемой большой нелинейности является термоиндуцированное изменение комплексного показателя преломления пленки плотноупакованных НК CdS. В этом случае, нелинейный коэффициент преломления может быть представлен в виде:

$$n_{нл}^{терм} = - \frac{dn}{dT} \Delta T, \quad (9)$$

где dn/dT – термооптический коэффициент (для CdS $dn/dT=2.4 \times 10^{-4}$ К⁻¹ [18]), а возрастание температуры вследствие нагревания образца лазерным излучением можно считать по формуле:

$$\Delta T = \frac{\alpha I_0}{4K} \omega_0^2, \quad (10)$$

где K – коэффициент теплопроводности. Используя значение $K=0.401$ Вт/см [19], $I_0 = 3.7 \times 10^4$ Вт/см², $\omega_0 = 25$ мкм и принимая во внимание только линейный коэффициент поглощения на длине волны излучения лазера $\alpha = 10$ см⁻¹ получим величину возрастания температуры $\Delta T \approx 2$ К и величину нелинейного коэффициента преломления $n_{нл}^{терм} = -3.5 \times 10^{-4}$ (СГСЕ) = 0.94×10^{-8} см²/Вт, которая на два порядка меньше значения, полученного из эксперимента. Однако в случае, когда наблюдается значительное нелинейное поглощение, коэффициент поглощения должен рассчитываться с учетом значения β , и вместо уравнения (10) имеем:

$$\Delta T = \frac{\alpha I_0 + \beta I_0^2}{4K} \omega_0^2, \quad (11)$$

что дает величину возрастания температуры $\Delta T \approx 465$ К и величину нелинейного коэффициента преломления $n_{нл}^{терм} = -0.11 \times 10^{-4}$ (СГСЕ) = 1.9×10^{-4} см²/Вт, которая более чем на два порядка превышает значение, полученное из эксперимента. Такое расхождение расчетных и экспериментально полученных оценок свидетельствует о том, что термоиндуцированный процесс не является в данном случае главным механизмом. В самом деле – энергия квантового конфайнмента в CdS НК диаметром 2 нм значительно превышает тепловую энергию вплоть до температуры плавления нанокристаллов. Кроме того, процесс переноса тепла в многослойной структуре, состоящей из подложки и пленки плотноупакованных нанокристаллов, остается совершенно не исследованным до сих пор, несмотря на чрезвычайную важность такого рода исследований для возможного практического применения НК.

Как указывалось выше, контроль температуры образца при использовании методики z-сканирования может быть осуществлен с помощью методики термостимулированного отклонения пробного луча лазера (рис. 3а). Для того, чтобы понять природу полученного большого значения оптической нелинейности, были проведены измерения фотоотклонения во всем интервале интенсивностей возбуждения, используемых для z-сканирования. Результаты этих экспериментов позволяют утверждать, что, несмотря на большую величину коэффициента нелинейного поглощения, в пленке плотноупакованных CdS нанокристаллов не происходит существенного нагрева под действием лазерного излучения.

Из экспериментов по z-сканированию и исследованию образцов с помощью микроскопии можно также сделать вывод, что в данном случае не происходит никакого оптического пробоя в указанных образцах. Как показано в [20], при оптическом пробое тонкой пленки, в результате изменения линейного коэффициента преломления в процессе облучения, можно получить форму кривой, похожую на результат z-сканирования толстого образца. Свидетельством оптического пробоя в таком случае является зависимость величин $n_{нл}$ и β от интенсивности лазерного облучения. Однако, как следует из данных, представленных на рис. 5б и 5г, величина нелинейного показателя преломления и коэффициента нелинейного поглощения практически не зависят от интенсивности облучения. Прямое исследование образцов с помощью оптического микроскопа (при увеличении $\times 50$) показало, что после z-сканирования не наблюдается образование каких-либо дырок или даже потемнения образца в месте облучения.

Таким образом, принимая во внимание все полученные данные, можно сделать вывод о том, что наблюдаемые большие величины оптической нелинейности должны быть обусловлены нетермическими эффектами. Одним из возможных механизмов является эффект генерации электронно-дырочных пар в CdS НК вследствие двухфотонного поглощения. Ширина запрещенной зоны для нанокристаллов диаметром 2 нм составляет 3.5 эВ, как это следует из измерений линейного поглощения [17]. Поэтому поглощение двух фотонов с энергией $h\nu = 2.4$ эВ ($\lambda = 514$ нм) может быть эффективным механизмом, объясняющим большую величину коэффициента нелинейного поглощения. Процесс теплового излучения вследствие двухфотонного поглощения представляется маловероятным. Можно предположить, что основным механизмом релаксации поглощенной энергии является антистоксовский перенос с последующим излучением в коротковолновой спектральной области. Недавние исследования антистоксовой люминесценции в нанокристаллах CdSe и CdTe [21, 22] подтверждают возможность такого механизма.

Однако, результаты исследования микроструктуры пленки плотноупакованных нанокристаллов и сопоставление их с

результатами z-сканирования дают основания предполагать действие другого механизма. Как показали результаты электронной микроскопии, исследованные пленки CdS НК являются весьма неоднородными, участки с большой плотностью наночастиц чередуются с областями, где плотность НК чрезвычайно мала. В ряде случаев наблюдалось образование кластеров НК. Такая композитная среда должна иметь значительные флуктуации электромагнитного поля вследствие локализации дипольных мод [23]. Существование так называемых “горячих зон” приводит к тому, что в некоторых областях композитного материала амплитуда поля превышает его среднее значение на несколько порядков. Согласно теоретическим предсказаниям, такой эффект «локального поля» может привести к значительному возрастанию оптической нелинейности [24], что позволяет объяснить большую величину n_{nl} и β в пленках плотноупакованных нанокристаллов.

Для проверки данного предположения были проведены исследования нелинейных параметров для двух пленок полистирола, содержащих 5 объемных процентов нанокристаллов CdSe. В первом случае пленка была приготовлена простым поливом на стеклянную подложку и последующей сушкой при $T=60^{\circ}\text{C}$. Во втором случае исходный раствор НК был сначала помещен в ультразвуковую ванну, а для изготовления пленки применялось центрифугирование подложки с нанесенным раствором при таком же режиме высушивания. Последний метод нанесения позволяет получить пленку с однородным распределением нанокристаллов, по крайней мере, в центральной части образца. Средняя толщина обеих пленок составляла 1 мкм. Для измерения пропускания использовался импульсный Nd:YAG лазер ($\tau = 70$ пс, $\nu = 75$ МГц, $\lambda = 1064$ нм). Результаты эксперимента представлены на рисунке 6. Нелинейные параметры были получены из аппроксимации экспериментальных результатов функцией (1). Для пленки однородного состава были получены значения $n_{nl} = 3.9 \times 10^{-11}$ см²/Вт и $\beta = 1.6 \times 10^{-9}$ см/Вт, в то время как для пленки неоднородного состава значения нелинейного показателя преломления и коэффициента нелинейного поглощения оказались значительно выше: $n_{nl} = 2.9 \times 10^{-6}$ см²/Вт и $\beta = 3.6 \times 10^{-2}$ см/Вт. (Необходимо отметить, что в отсутствие нанокристаллов нелинейные параметры пленки чистого полистирола оказались на два порядка ниже чем для пленки однородного состава, содержащей нанокристаллы).

Таким образом, полученные данные подтверждают предположение о возможности значительного возрастания оптической нелинейности в композиционных материалах с неоднородным распределением плотности.

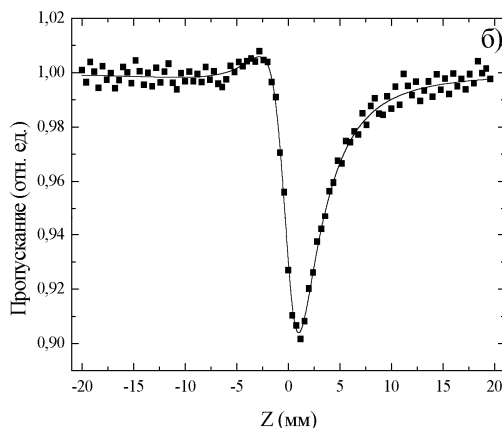
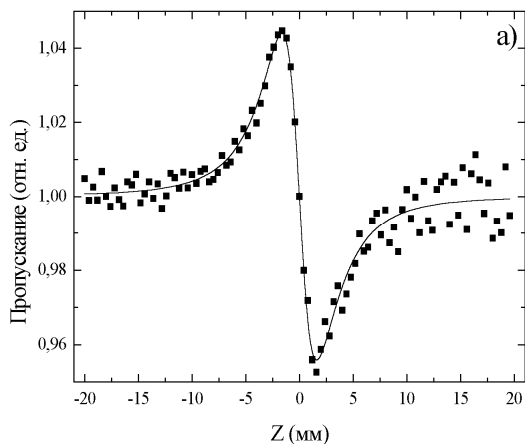


Рис. 6 – Экспериментальные результаты, полученные методом z-сканирования для пленок полистирола, содержащих нанокристаллы CdSe с однородным составом (а) и с неоднородной структурой пленки (б).

3.2. Четырехволновое смешивание

Как показано в предыдущем разделе, структура пленки оказывает существенное влияние на нелинейные свойства композиционного материала на основе нанокристаллов. Недавно, используя методику четырехволнового смешивания, было показано, что величина оптической нелинейности определяется также концентрацией НК в матрице [12]. Было установлено, что для нанокристаллов CdSe, внедренных в матрицу полиметилметакрилата (ПММА), величина $\chi^{(3)}$ изменяется согласно зависимости: $\chi^{(3)} = 1.25 \times 10^{-10} + 2.44 \times 10^{-10} f$, где f – процентное содержание нанокристаллов в матрице. Однако, как показали дальнейшие исследования, характер этой зависимости в значительной степени определяется химическим составом материала матрицы. На рисунке 7 представлены результаты измерений нелинейного показателя преломления для системы CdSe/полистирол в сопоставлении с результатами работы [12]. Условия измерений и размеры НК были идентичными в обоих случаях. Из рисунка 7 видно, что в случае ПММА матрицы наблюдается более крутой рост оптической нелинейности НК, по сравнению с матрицей полистирола.

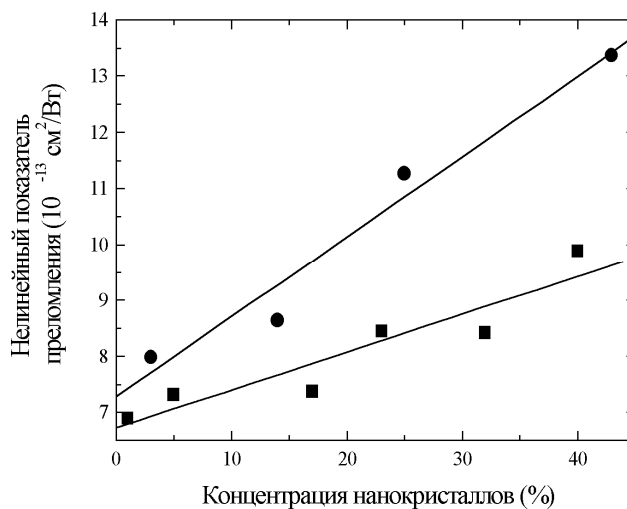


Рис. 7 – Величина нелинейного показателя преломления системы CdSe/ПММА (кружки) и CdSe/полистирол (квадраты) в зависимости от процентного содержания НК в матрице.

Наблюдаемое различие может быть обусловлено разной степенью полярности химических связей в матрицах разного химического состава. В материалах с большой степенью полярности внутреннее электрическое поле может оказывать стимулирующее влияние на нелинейные свойства внедренных нанокристаллов. В настоящее время проводятся дальнейшие эксперименты по изучению этого эффекта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты исследования нанокристаллов CdS и CdSe в спектральной области ниже края поглощения. Методом z-сканирования определены величины нелинейного показателя преломления и коэффициента нелинейного поглощения для пленки плотноупакованных CdS нанокристаллов. С помощью методики четырехволнового смешивания исследованы нелинейные оптические свойства CdSe нанокристаллов, внедренных в матрицы с разной степенью полярности химических связей. Полученные в данной работе значения n_{nl} более чем на два порядка превышают величину нелинейности, измеренную для микрокристаллов CdSe в SiO₂ матрице [25]. Таким образом, получено экспериментальное подтверждение теоретического предсказания о возрастании нелинейного отклика нанокристаллов при уменьшении их размеров.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Hanamura E. Very large optical nonlinearity of semiconductor microcrystallites. / Phys.Rev. B. 1988.- Vol. 37.- no.3.- P.1273-1279
- Bellequie L., Banyai L. Third-order nonlinear susceptibility of large semiconductor microcrystallites / Phys.Rev. B. 1993.- Vol.47.- no.8.- P.4498-4507
- Roussignol P., D. Ricard D., Flytzanis C. Nonlinear optical properties of commercial semiconductor-doped glasses / Appl.Phys. A. 1987.- Vol.44.- P.285-292
- Acioli L.H., Gomes A.S.L., Rios-Leite J.R., de Araujo C.B. Ultrafast $\chi^{(3)}$ -related processes in semiconductor doped glasses / IEEE J. Quant. Electronics. 1990.- Vol.26.- no.7.- P.1277-84
- Woggon U. and Portune M. Femtosecond dephasing in CdS quantum dots determined by nondegenerate four-wave mixing / Phys. Rev. B 1995.- Vol.51.- no.7.- P.4719-4722
- Rogers DC. Manning RJ. Ainslie BJ. Cotter D. Yates MJ. Parker JM. Morgan S. Concentration dependence of nonresonant nonlinearity in CdS_xSe_{1-x} doped glasses / IEEE Photonics Technology Letters. 1994.- Vol.6.- no.8.- P.1017-1019
- Rogers DC. Manning RJ. Ainslie BJ. Cotter D. Yates MJ. Parker JM. Morgan S. Concentration dependence of nonresonant nonlinearity in CdS_xSe_{1-x} doped glasses / IEEE Photonics Technology Letters. 1994.- Vol.6.- no.8.- P.1017-1019
- Schmitt-Rink S., Miller D.A.B., Chemla D.S. Theory of linear and nonlinear optical properties of semiconductor microcrystallites / Phys.Rev. B. 1987.- Vol.35.- P.8113-25
- Brus L. Quantum Crystallites and Nonlinear Optics / Appl.Phys. 1991.- Vol. A 53.- P.465-474
- Борщ А.А., Бродин М.С., Крупа Н.И. и др. Измерение коэффициентов нелинейного показателя преломления в кристалле CdS методом нелинейной рефракции / ЖЭТФ.- 1978.- Т.75.- вып. 7.- С.82-87
- Othmani A., Plenet J.C., Berstein E., Bovier C., Dumas J., Riblet P., Gilliot P., Levy R., Grun J.B. Nanocrystals of CdS dispersed in a sol-gel silica glass: optical properties / J. Cryst. Growth 1994.- Vol.144.- P.141-149
- Ракович Ю.П., Гладышук А.А., Артемьев М.В. Нелинейные оптические свойства нанокристаллов CdSe / Вестник Брестского государственного технического университета, 2000.- № 5.- С.2-5.
- Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.-H., Hagan D.J., Van Stryland E.W. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam / IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990.- Vol.26.- no.4.- P-760-769.
- Chapple P.B., Staromlynska J., Hermann J.A., McKay T.J., McDuff R.G. Single-beam Z-scan: measurement techniques and analysis / Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials 1997.- Vol.6.- no. 3.- P. 251-293
- Bertolotti M., Liakhou G.L., Voti R.Li., Paoloni S., Sibilica C. Analysis of the thermal deflection technique in the surface reflection scheme: Theory and experiment / J.Appl.Phys. 1998.- Vol.83.- no.2.- P.966- 982.
- Mandelis A. В кн.: Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors. Под ред. Mandelis A., North-Holland Co., New York, 1987. P.370.
- Rakovich Yu.P., Artemyev M.V., Rolo A.G., Vasilevskiy M.I., Gomes M.J.M. Third-order optical nonlinearities in thin films of CdS nanocrystals / phys. stat. sol. (b) 2001.- Vol. 224.- no. 1.- P. 319-324.
- Lisitsa M.P., Gudymenko L.F., Malinko V.N., Terekhova S.F. Dispersion of the refractive induces and birefringence of CdS(x)Se(1-x) single crystals / phys. stat. sol. 1966.- Vol.31.- N 1.- P.389-399
- Lide D.R. Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Boca Raton 1993/1994.- P.12-80
- Patterson B.M., White W.R., Robbins T.A., Knize R.J. Linear optical effects in Z-scan measurements of thin films / Applied Optics 1998.- Vol.37.- no.10.- P.1854-1857.
- Rakovich Yu.P., Filonovich S.A., Gomes M.J.M., Donegan J.F., Talapin D.V., Rogach A.L., Eychmüller A. Anti-Stokes photoluminescence in II-VI colloidal nanocrystals / phys. stat. sol. (b) 2002.- Vol. 229.- no. 1.- P. 449-452
- Rakovich Yu.P., Filonovich S.A., Gomes M.J.M., Donegan J.F., Talapin D.V., Rogach A.L., Eychmüller A. Anti-Stokes photoluminescence in II-VI colloidal nanocrystals / phys. stat. sol. (b) 2002.- Vol. 229.- no. 1.- P. 449-452
- Shalaev V.M., Poliakov E.Y., Markel V.A. Small-particle composites. II. Nonlinear optical properties / Phys. Rev. B 1996.- Vol.53.- no.5.- P.2437-2449
- Neeves A.E., Birnboim M.H. Composite structures for the enhancement of nonlinear-optical susceptibility / J. Opt. Soc. Am.1989.- Vol.B6.- P.787-796.
- Колобкова Е.В., Липовский А.А., Никоноров Н.В. Нелинейные свойства фосфатных стекол, легированных микрокристаллами CdS, CdSe и CdS_xSe_{1-x} / Оптика и спектроскопия 1997.- Т. 82.- № 3.- С.427 – 429