

Я. О. ДОВГИИ, И. В. КИТЫК
(Львов)

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ
В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ CdI₂—Cu

Использование широкозонных слоистых кристаллов (CdI₂, CdBr₂, PbI₂, SbSI и др.) для голографической записи и высокоразрешающей микрофотографии обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными фотоэмульсиями на основе галонидов серебра [1]. При этом слоистость их кристаллической структуры делает очень удобной обработку и получение зеркальных поверхностей высокого качества, что важно при создании систем управления оптическим излучением. Кроме того, эти системы перспективны для целей создания оптической памяти, преобразователей волновых фронтов и параметрических генераторов света. Главным препятствием на пути практического применения этих материалов для указанных целей является их относительно небольшая фоточувствительность [2]. Одним из возможных путей ее повышения — приготовление твердых растворов с замещением по аниону. Однако создание монокристаллов при широком изменении состава трудноосуществимо из-за условия Вегарда: большого (>10%) разброса ионных радиусов брома и йода, и [2] это препятствие преодолевалось путем замены монокристаллов соответствующими монокристаллическими пленками. И все же объемные образцы в этом плане более эффективны [3]. По нашему мнению, активированные переходными металлами слоистые кристаллы полнородного кадмия обладают рядом свойств, отличающих их как от неактивированных образцов, так и от активированных неслучайными металлами других широкозонных слоистых кристаллов. Среди переходных металлов наиболее перспективной в этом плане оказалась медь [4]. Кристаллы йодида кадмия существенно отличаются от родственных соединений тем, что в них удобно изменять эмпирический состав и внедрять примесь в различные локальные положения. Мы остановимся на трех наиболее распространенных позициях и зарядовых состояниях, в частности, в виде атомов нейтральной меди Cu_i⁰, ионов меди, замещающих кадмий — Cu_{Cd²⁺}⁺, и междоузельных ионов Cu_i⁺. Недавно [5] был обнаружен электрооптический эффект в чистых монокристаллах CdI₂. Следует отметить, что последний проявляется лишь в ацентричных позициях 4H (пр. группа симметрии C_{6v}¹). Поэтому фоторефрактивную запись удалось реализовать даже на чистых образцах размерами до 4 мм. При этом хорошо проявлялась обратимость фоторефрактивной записи.

Для исследований нами синтезировались монокристаллы полнородного кадмия, выращенные методом Стокбаргера. Активация осуществлялась введением в шихту CuI в пределах 5; 14; 18; 23 мас. %. При превышении массового процента более чем на 25% на рентгеновских рефлексах отчетливо проявились фазы монокристалла CuI. В области прозрачности 0,37—7,0 мкм хорошо было видно увеличение поглощения до 12%. Концентрация примесной меди контролировалась по интенсивности прикравной полосы в области 0,38 мкм.

С целью идентификации положений энергетических термов меди в различных локальных позициях нами проводились теоретические оценки энергетических положений соответствующих термов для всех трех моделей при использовании первого порядка теории возмущений. Соответствующие энергетические диаграммы приведены на рис. 1, а именно, нейтральная медь находится в междоузельном пространстве Cu_i⁰ (I), два иона меди — в замещающем кадмий положении — Cu_{Cd²⁺}⁺ (II) и,

наконец, ионы меди помещены в междоузельное пространство Cu_i⁺ (III). Исходя из полученных значений энергетических термов по теории нелинейных восприимчивостей в первом порядке теории возмущений рассчитывалась спектральная зависимость нелинейной восприимчивости в чистых и легированных медью кристаллах йодида кадмия (рис. 2). При этом использованы параметры зонной структуры, полученные нами ранее в [6, 7]. Расчеты проводились по методике, описанной в [8]. Максимумы соответствующего спектра определяются особенностями, обусловленными одиночными и двойными резонансами. По мере легирования медью появляются дополнительные спектральные максимумы как в глубине фундаментального поглощения, так и, что наиболее важно, на краю. При этом наблюдается возрастание соответствующей восприимчивости в области прозрачности. Таким образом, теоретические оценки электрооптических восприимчивостей легированных медью монокристаллов указывают на тенденцию соответствующего их роста. Для проверки данного предположения нами проводились измерения дисперсии электрооптического коэффициента χ_{14} в монокристаллах CdI₂ с различной концентрацией меди. Суть измерений сводилась к определению приращения двупреломления под действием электрических полей. Видно, что наблюдается рост χ_{14} , связанный с увеличением концентрации меди (рис. 3). Таким образом, проведенные оценки, несмотря на пренебрежение влиянием

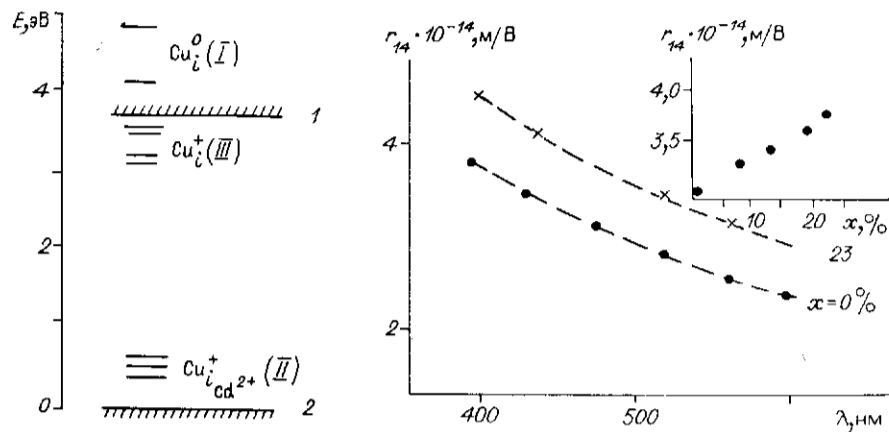


Рис. 1. Энергетические диаграммы локальных уровней $3d$ Cu для системы $CdI_2 - Cu$ при трех различных позициях меди: 1 — дно зоны проводимости, 2 — вершина валентной зоны. Концентрация меди 23 %

Рис. 3. Дисперсия электрооптического коэффициента γ_{14} для различных концентраций меди.

На вставке изображена концентрационная зависимость γ_{14} для $\lambda = 0,500$ мкм

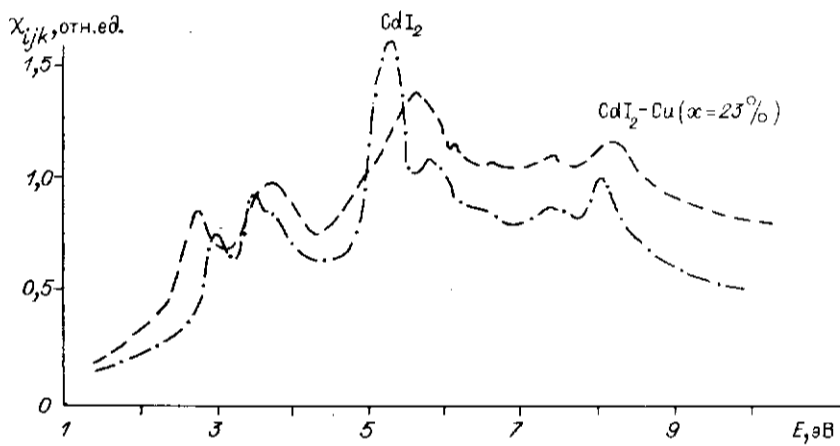


Рис. 2. Рассчитанная дисперсия нелинейной восприимчивости $\chi_{ijk}(E)$ для чистого $4H$ монокристалла CdI_2 и системы $CdI_2 - Cu$

пьезооптического вклада, правильно указывают на общую тенденцию изменения соответствующих восприимчивостей.

Легирование медью приводило не только к увеличению коэффициента поглощения в спектральной области около $0,6$ мкм, но и к возрастанию фоторефрактивной чувствительности соответствующей системы. При этом в качестве возбуждающего света использовалось излучение ксеноновой лампы мощностью около $0,6$ Дж/см². По-видимому, легирование медью увеличивает квантовый выход фотогенерации носителей. Здесь необходимо отметить, что такого рода легирование приводит к увеличению поглощения «записывающего» луча. Одновременно на длине волны гелий-неонового лазера ($\lambda = 0,633$ мкм) дифракционная эффективность возросла до 20 %. Запись изображения сохранялась до 4 мес. По нашему мнению, захват примесными атомами и ионами меди электронов и дырок приводит к дополнительному перераспределению объемного заряда. Именно эти заряды создают напряженность электрического поля, изменяющую через посредство электрооптического эффекта соответствующие показатели преломления. Длительность хранения записанного изображения определяется относительно большим временем пребывания электронов в донорно-акцепторных ловушках, в то время как процесс стирания обусловлен термоактивационным опустошением соответствующих центров.

Таким образом, проведенные исследования на данной кристаллической системе указывают на возможность увеличения нелинейно-оптических восприимчивостей при легировании монокристаллов медью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Широкозонные слоистые кристаллы и их физические свойства/Под ред. А. Б. Лысковича.— Львов: Вища шк., 1982.
2. Китык И. В. Спектры поглощения тонких пленок системы $Cd(Vg_{2x}I_{2-2x})$ // Журн. прикл. спектр.— 1985.— 42, № 3.
3. Князьков А. В., Кузьминов Ю. С. Фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата бария — стронция и их применение в динамической голографии // Автометрия.— 1988.— № 5.
4. Пирого С. А., Алексеюк И. Д., Китык И. В. Энергетический спектр примеси меди в монокристаллах $CdI_2 - Cu$ // Изв. АН СССР. Неорг. материалы.— 1990.— 26, № 2.
5. Китык И. В. Электрооптический эффект в слоистых кристаллах CdI_2 // Кристаллография.— 1990.— 35, вып. 3.
6. Александров Ю. М., Довгий Я. О., Китык И. В. и др. // Вести. Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия.— 1985.— 26, вып. 3.
7. Довгий Я. О., Китык И. В., Александров Ю. М. и др. Оптические функции слоистых кристаллов дигалогенидов кадмия в области энергий 4—20 эВ // Журн. прикл. спектр.— 1985.— 43, вып. 4.
8. Довгий Я. О., Китык И. В., Дьяков В. А. Зонная структура и нелинейные восприимчивости кристаллов $KTiOPO_4$ // ФГТ.— 1989.— 31, № 11.

Поступило в редакцию 30 марта 1990 г.

УДК 621.376.52

В. И. ЮРЛОВ
(Новосибирск)

АНАЛИЗ РАБОТЫ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЛИНЕЙНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Акустооптический преобразователь линейных смещений (АОПЛС) предназначен для определения смещений и положений контрольных точек объектов относительно светового пучка и может быть использован в высокоточных автоматизированных системах, работающих в реальном времени, для различного рода измерений в точном машиностроении, станкостроении, самолетостроении, судостроении, антенной технике, геодезии, а также в приборах экспериментальной физики, атомном машиностроении и в других отраслях. В частности, АОПЛС может применяться для измерения отклонений от прямолинейности и плоскостности, контроля деформаций и положений объектов.

Принцип действия АОПЛС в общих чертах изложен в ряде работ [1—3]. Он основан на акустическом зондировании опорного светового пучка (ОСП) и определении его координат методами пассивной ультразвуковой локации внутри акустооптического модулятора света (АОМ). При этом приемником сигнала является область акустооптического взаимодействия с некоторым фазовым центром, относительно которого измеряется расстояние до источника ультразвуковых волн. Положение этого центра зависит от распределения напряженности поля в поперечном сечении ОСП и аналоговых преобразований сигналов в АОПЛС.

Под влиянием флуктуационных явлений в лазере и атмосфере распределение напряженности поля в сечении ОСП может принимать несимметричный характер и изменяться во времени. Возникающие при этом ошибки измерения существенно зависят от алгоритма определения центра ОСП, т. е. от аналоговых преобразований сигналов в АОПЛС, обусловленных физическими процессами, протекающими в нем. Поэтому чрезвычайно важно знать математическую модель, описывающую алгоритм определения центра ОСП и показывающую, чем этот центр является по отношению к функции распределения напряженности поля в поперечном сечении ОСП. Кроме того, нужна информация о том, какие ограничения, обусловленные природой акустооптического взаимодействия, накладывает вид этой функции на величину частоты зондирующего сигнала, от которой также зависит точность измерений. Этим вопросам посвящена настоящая работа.

Структурная схема АОПЛС представлена на рисунке. Модулятор 1 формирует гармонический зондирующий сигнал со стабильной частотой Ω и подает его на опорный вход фазометра 2 и модуляционный вход генератора несущей частоты ω . В результате на вход АОМ поступает амплитудно-модулированный сигнал, который возбуждает в нем ультразвуковую волну вида

$$s(t, x) = A[1 + m \cos(\Omega t - Kx)] \cos(\omega t - kx), \quad (1)$$

где A — амплитуда волны; $K = \Omega/V$, $k = \omega/V$ — волновые числа; V — скорость ультразвуковой волны; m — глубина модуляции; t — текущее время; x — координата (см. рисунок).