

## ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ И ГИРОТРОПИИ КРИСТАЛЛОВ ДИФОСФИДА КАДМИЯ

Фекешгази И. В., Сиденко Т.С., Мица А. В., <sup>1</sup>Трухан В. М., <sup>1</sup>Шелег А. У.

Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины  
41, проспект Науки, Киев, 03028, Украина. E-mail: <http://www.isp.kiev.ua>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси  
17, ул. П.Бровки, Минск, 220072, Беларусь. E-mail: [truhan@ifftp.bas-net.by](mailto:truhan@ifftp.bas-net.by)

Широкозонные гиротропные кристаллы дифосфида кадмия находят все более широкое применение при разработке приборов квантовой электроники и нелинейной оптики, принцип действия которых базируется на использовании нелинейной поляризуемости и гиротропии вещества. Их локальность и практическая безинерционность действия приводит к насыщению интенсивности проходящего через образец света от интенсивности падающего. Это дает возможность реализовывать мгновенную обратную связь на действующее поле излучения, что служит основой функционирования стабилизаторов поля излучения и удлинителей продолжительности импульсов генерации. Выявленные значительно более высокие, чем у других кристаллов, значения нелинейной поляризованности и гиротропии дифосфида кадмия обеспечивает эффективную стабилизацию поля излучения одновременно в пространстве (поперечном сечении) и во времени. Однако, это требует высокого совершенства (оптической однородности) самих кристаллов, достижение которого является сложной технологической проблемой, которая во многих аспектах успешно решена. Для всех типов оптических систем одной из актуальных задач является снижение значения коэффициента отражения света на границе раздела прозрачных сред, особенно если одна из них имеет высокий показатель преломления. К тому же, если рабочая длина волны прибора близка к краю поглощения материалов оптических элементов, актуальным является также учет дисперсии показателя преломления. Особое значение при этом приобретают ахроматические просветляющие покрытия, которые характеризуются высокой равномерностью амплитудно-спектральной зависимости коэффициента отражения в широкой спектральной области.

В докладе приведены результаты комплексных исследований как технологии выращивания и контроля оптического качества кристаллов дифосфида кадмия, так и их нелинейных оптических свойств, а также синтеза структуры интерференционных просветляющих диэлектрических покрытий, базирующиеся на расчетах методом случайного поиска с непрерывным самообучением, а также на технологии их осаждения.

Кристаллическая структура и технология выращивания. На фазовой диаграмме Cd-P выявлено 5 соединений:  $Cd_3P_2$ ,  $CdP_2$ ,  $CdP_4$ ,  $Cd_7P_{10}$  и  $Cd_6P_7$ . Наиболее технологичным и широко употребляемым из них является  $CdP_2$ . Известны две его полиморфные модификации: низкотемпературная орторомбическая  $\alpha$ - $CdP_2$  и высокотемпературная – тетрагональная  $\beta$ - $CdP_2$ . Учитывая резкое увеличение давления паров фосфора с температурой, был избран двухтемпературный метод синтеза, при котором откачанная до  $10^{-5}$  мм.рт.ст. ампула с исходными компонентами размещалась в двухзонной температурной печи. Процесс выращивания монокристаллов дифосфида кадмия из исходных атомарных веществ происходил в две стадии. На первой проводилась очистка исходных атомарных веществ и синтез соответствующих химических соединений, а на второй – собственно выращивание монокристалла. Полученные заготовки не имели четко выявленной формы и требовали дальнейшего ориентирования относительно кристаллографических осей, которое

проводилось с использованием дифракции рентгеновских лучей. Контроль оптического качества образцов проводился поляризационно-оптическими методами.

**Эффективности нелинейного поглощения света и гирации** определялись по однолучевой методике измерения интенсивностной зависимости пропускания образцов. Излучение рубинового или неодимового лазеров распространялось вдоль кристаллографического направления [001] или [110] кристаллов (рис.1). В последнем случае электрический вектор световой волны ориентировался параллельно или перпендикулярно оптической оси.

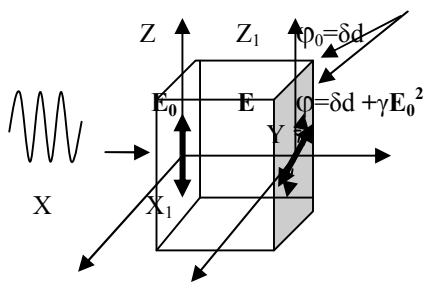


Рис.1. Ориентация электрического вектора и направления распространения света

Экспериментальные измерения зависимости интенсивности  $I$  проходящего через образцы излучения от интенсивности  $I_0$  падающего показали существенное их отклонение от прямой линии, что обусловлено проявлением двухфотонного поглощения, как следствие двухквантовых переходов между валентными зонами и зоной проводимости (рис. 2). Данные кривые достаточно хорошо аппроксимируются зависимостью

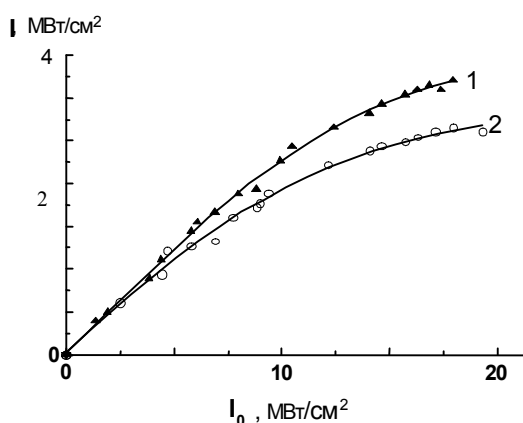


Рис.2. Интенсивностные зависимости проходящего излучения для  $E \parallel C$  (1) и  $E \perp C$  (2).

$$I = I_0 \frac{(1 - R_0)^2 \exp(-\alpha \cdot d)}{1 + \beta \cdot I_0 \alpha^{-1} (1 - R_0) [1 - \exp(-\alpha d)]},$$

где  $I_0$  и  $I$  – интенсивности падающего и проходящего через образцы лазерного излучения,  $R$  – коэффициент отражения поверхностей образца,  $\alpha$  – коэффициент линейных потерь,  $\beta$  – константа двухфотонного поглощения,  $d$  – толщина образца. Для кристаллов  $\text{CdP}_2$  нелинейность процесса поглощения излучения рубинового лазера проявляется уже при  $I_0 = 2 \text{ МВт/см}^2$ .

Зависимости обратного пропускания  $I_0/I$  от интенсивности  $I_0$  прямолинейны и выходят из одной и той же точки ординаты для обеих ориентаций электрического вектора излучения относительно кристаллографической оси [001], что указывает на отсутствие анизотропии линейных потерь и согласуется с непосредственными измерениями спектров поглощения света при низких интенсивностях. Рассчитанные по формуле

$$\frac{I_0}{I} = \frac{1 + \beta \cdot I_0 \alpha^{-1} (1 - R_0) [1 - \exp(-\alpha d)]}{(1 - R_0)^2 \exp(-\alpha \cdot d)}$$
 значения коэффициентов  $\alpha$  линейных потерь и

констант  $\beta$  двухфотонного поглощения для энергии кванта 1.78 эВ равны:  $\alpha = 1,25 \text{ см}^{-1}$ ,  $\beta = 0.80 \text{ см/МВт}$  (при  $E \perp C$ ) и  $\beta = 0.42 \text{ см/МВт}$  (при  $E \parallel C$ ), а для энергии кванта 1.17 эВ:  $\alpha = 1,31 \text{ см}^{-1}$ ,  $\beta = 0.16 \text{ см/МВт}$  (при  $E \perp C$ ) и  $\beta = 0.104 \text{ см/МВт}$  (при  $E \parallel C$ ).

Вследствие анизотропии кристаллической решетки наблюдается существенная анизотропия констант ДФП. Их значения меньше для ориентаций электрического вектора

световой волны параллельно направлению с большей величиной постоянной решетки. Величина анизотропии ДФП для излучения рубинового лазера составляет 1,99, в то время как для неодимового лазера - 1,5, что согласуется со структурой энергетических зон кристалла.

Определение эффективности индуцированной гирации проводилось по измерениям интенсивностной зависимости пропускания системы поляризатор-образец-анализатор. Для этого пучок лазерного излучения направлялся на образец параллельно оптической оси кристалла, то есть электрический вектор световой волны размещался в кристаллографической плоскости XY. Из-за проявления естественной оптической активности при низких интенсивностях света на выходе из образца плоскость колебаний электрического вектора поворачивается на угол  $\varphi_0 = \rho d$ , где  $\rho$  - удельный поворот плоскости колебаний (рис.1). При высоких интенсивностях падающего излучения наблюдается дополнительный поворот плоскости колебаний электрического вектора на выходе излучения из кристалла на угол  $\gamma E_0^2$ , величина которого прямо пропорциональна интенсивности света. Поскольку в объеме исследуемых кристаллов имеют место линейные и нелинейные потери излучения, то интенсивность света на выходе из анализатора определяется формулой

$$I = I_0 \frac{(1 - R_0)^2 \exp(-\alpha \cdot d)}{1 + \beta \cdot I_0 \alpha^{-1} (1 - R_0) [1 - \exp(-\alpha d)]} (1 - R_A)^2 \cos^2(\varphi_0 + \varphi),$$

где  $R$  и  $R_A$  - коэффициенты

отражения поверхностей образца и анализатора. Таким образом, при наличии нелинейного поворота плоскости поляризации света величина угла поворота  $\varphi$  может быть непосредственно рассчитана по экспериментальным результатам. Показано, что зависимость удельного значения угла  $\varphi/d$  индуцированного нелинейного поворота плоскости поляризации света в кристаллах  $\text{CdP}_2$  прямо пропорциональна  $I_0$ .

Отметим, что нелинейный поворот плоскости поляризации может быть обусловлен также изменением показателя преломления вещества с интенсивностью света. Однако вклад его существенно меньше. Учитывая малую инерционность процесса нелинейного поворота плоскости поляризации, можно считать, что это явление связано с проявлением нелинейной оптической активности, которая, в свою очередь, обусловлена нелинейной электронной поляризуемостью, стимулированной полем интенсивной электромагнитной волны.

#### **Корректоры пространственно-временного поля потоков лазерного излучения.**

Малая инерционность явлений нелинейного поглощения и поворота плоскости поляризации света дает возможность использовать их для создания корректоров – стабилизаторов или дестабилизаторов пространственно-временного поля потоков лазерного излучения. Базируясь на нелинейной зависимости  $I = f(I_0)$  (см. рис.2), стабилизацию интенсивности лазерных пучков легко реализовать, используя только двухфотонное поглощение света в нелинейных оптических элементах. Тем не менее, эффективность их работы будет незначительной из-за узкой области функционирования вблизи порога лучевой прочности. Учитывая одновременность проявления самоиндуцированного поворота плоскости поляризации в нелинейных оптических элементах из кристаллов дифосфида кадмия, можно создавать корректоры, способные осуществлять как стабилизацию, так и дестабилизацию пространственно-временного распределения поля интенсивных лазерных пучков. Такие корректоры состоят из поляризатора, анализатора и расположенного между ними нелинейного оптического элемента из соответствующим образом ориентированных и приготовленных по специальной технологии кристаллов  $\text{CdP}_2$ . При этом нормали к рабочим поверхностям поляризатора и анализатора должны быть параллельны направлению распространения света, а ориентация нелинейного оптического элемента такова, чтобы световой пучок распространялся вдоль оптической оси.

Эффективность работы корректоров проверялась по воздействию на неравномерное в пространстве поле излучения рубинового лазера в режиме модулированной добротности почти прямоугольной формы, для которого можно было считать  $\partial I(r,t)/\partial t = 0$ , или по воздействию на изменение во времени интенсивности излучения для импульсов гауссовой временной формы с почти равномерным распределением поля по сечению пучка, для которого можно было считать  $\partial I(r,t)/\partial r = 0$ .

**Оптические элементы управления длительностью импульсов генерации лазеров.** Проблема управления длительностью импульсов генерации лазеров является одной из основных задач квантовой электроники. Она возникла сразу же после появления высокоинтенсивных источников когерентного излучения. Известно, что твердотельные лазеры генерируют импульсы в трех ограниченных диапазонах длительностей  $10^{-12}$ - $10^{-15}$  с - режим самосинхронизации мод;  $(0.15-6) \cdot 10^{-8}$  с - режим модуляции добротности и  $(0.5-3) \cdot 10^{-3}$  с - режим свободной генерации. Для успешного их использования в промышленных и лабораторных установках, предназначенных для исследования разного рода процессов, микросварке, экспрессного микроспектрального анализа, для медицины, техники связи и т.д., необходимы световые импульсы с управляемой длительностью и гладкой, почти прямоугольной, формой распределения интенсивности в пространстве и времени. Их можно получить при внесении в их резонаторы нелинейных оптических элементов, которые изменяют величину обратной связи за счет двухфотонного поглощения света, что позволяет управлять длительностью импульсов генерации рубинового или неодимового лазеров в пределах 7-250 нс путем вариации энергии возбуждения активного тела и соответствующим выбором начального пропускания пассивного модулятора добротности, длины резонатора и параметров нелинейного оптического элемента.

**Синтез структуры и изготовление просветляющих покрытий.** Создание высокоэффективных устройств оптического приборостроения, нелинейной оптики и лазерной техники тесно связано с развитием оптики тонкослойных интерференционных покрытий. Разработанная методика оптимизации конструкций просветляющих многослойных диэлектрических покрытий базируется на методе случайного поиска с непрерывным самообучением. Под самообучением понимается способность программы ЭВМ учитывать результаты предшествующих поисков минимумов оценочной функции качества, которое описывает степень (меру) отклонения реальной спектральной характеристики интерференционного покрытия от необходимой.

Используя данную методика, удалось оптимизировать структуру двухкомпонентного четырехслойного просветляющего покрытия из диэлектрических слоев с оптимальными параметрами:  $n_1 d_1 = n_4 d_4 = (0,91 + 0,01)\lambda_{0/4}$ ,  $n_2 d_2 = n_3 d_3 = (1,83 + 0,03)\lambda_{0/4}$ ,  $n_1 = n_3 = 1.37 + 0,02$ ;  $n_2 = n_4 = 2,09 + 0,03$ , которая дает возможность уменьшить коэффициент отражения света от поверхности оптического элемента до 0,25 % в широкой области спектра. Покрытия изготовлены осаждением в вакууме испаряемых электронно-лучевым методом диоксида циркония и фторида магния.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины, а также Комитета по науке и технологии Республики Беларусь.