

Исследование формирования микрорельефа на поверхностях кристаллов ZnSe и CdSe при абляции излучением эксимерного KrF-лазера

С.К.Вартапетов, А.В.Захряпа, В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин, В.А.Михайлов, Ю.П.Подмарьков, И.Ю.Порофеев, Д.Е.Свиридов, Я.К.Скасырский, М.П.Фролов, И.М.Юткин

На поверхностях кристаллов CdSe и ZnSe были сформированы одномерные решетки с периодом 0.5 – 2.3 мкм при абляции двумя интерферирующими пучками излучения наносекундного эксимерного KrF-лазера. Исследованы зависимости формы и глубины решетки от плотности энергии при облучении одиночным импульсом, а также от числа импульсов при заданной плотности энергии. Максимальная глубина решетки составила ~0.57 периода. Путем нанесения одномерной решетки с периодом 1.5 мкм и глубиной 0.53 мкм на поверхность кристалла CdSe получено просветление этой поверхности на длине волны 4 мкм. Отражение от поверхности уменьшилось на 88%. Продемонстрирована возможность нанесения двумерных решеток с периодами 1 и 1.5 мкм.

Ключевые слова: просветляющий микрорельеф поверхности, средний ИК диапазон, кристаллы A_2B_6 , лазерная абляция, эксимерный KrF-лазер.

1. Введение

Создание просветляющего микрорельефа на поверхностях оптических элементов представляет значительный интерес для ряда применений, в частности в мощных лазерах среднего ИК диапазона. Если сравнивать этот метод с обычным просветлением поверхностей оптических элементов посредством нанесения пленочных покрытий, то просветление путем создания на поверхности специального микрорельефа позволяет существенно повысить лучевую прочность просветленной поверхности и устойчивость к внешним условиям эксплуатации, а также увеличить угловую и спектральную ширины кривой просветления [1–3]. Для нанесения просветляющего микрорельефа обычно используется многостадийная дорогостоящая технология с применением фотолитографии и сухого травления в плазме. Другим методом создания микрорельефа на поверхности оптического элемента является лазерная абляция. Этот метод достаточно хорошо изучен и апробирован на ряде материалов, включая металлы, их сплавы, стекла и некоторые полупроводники [4–12]. В меньшей степени лазерная абляция была исследована для кристаллов ZnSe и других соединений A_2B_6 [13, 14]. В последнее время с использованием целого ряда соединений

данного типа, легированных двухвалентными ионами переходных металлов (ZnSe:Cr, ZnSe:Fe, CdSe:Cr и др.), созданы эффективные лазеры среднего ИК диапазона с оптической накачкой, работающие как в импульсном, так и в непрерывном режиме [15–19] и обладающие значительным потенциалом для практических применений [20, 21]. В связи с этим разработка методов широкополосного просветления поверхностей лазерных элементов на основе кристаллов A_2B_6 , позволяющих при сохранении лучевой прочности материала минимизировать потери как на длине волны накачки, так и в широком (~1 мкм) спектральном диапазоне генерации лазера, представляет несомненный интерес.

Целью настоящей работы являлось исследование формы и глубины одномерных решеток, создаваемых при абляции материала под действием двух интерферирующих пучков эксимерного KrF-лазера.

2. Эксперимент

Формирование на образце одномерных пространственно-периодических структур с произвольным периодом осуществлялось по схеме, приведенной на рис. 1.

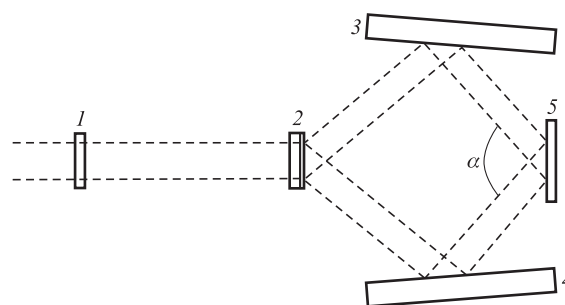


Рис. 1. Схема интерферометра: 1 – цилиндрическая линза; 2 – фазовая маска; 3 и 4 – отражающие зеркала; 5 – образец.

С.К.Вартапетов, В.А.Михайлов, И.Ю.Порофеев. Центр физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк
А.В.Захряпа, И.М.Юткин. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37
В.И.Козловский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: vikoz@sci.lebedev.ru
Ю.В.Коростелин, Ю.П.Подмарьков, Д.Е.Свиридов, Я.К.Скасырский, М.П.Фролов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 9 июня 2016 г.

Пучок излучения проходил через цилиндрическую линзу *l*, затем расщеплялся на два пучка фазовой дифракционной решеткой *2*, которые с помощью отражающих зеркал *3* и *4* сводились в плоскости образца *5* под углом α . Плотность энергии излучения на образце изменялась перемещением цилиндрической линзы вдоль оптической оси. Период интерференционной картины p в плоскости образца изменялся путем выбора угла α согласно формуле

$$p = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)}. \quad (1)$$

В качестве источника излучения использовалась эксимерная лазерная система CL7500 (ООО «Оптосистемы»), оптическая схема которой представлена на рис.2. Она состоит из двух одинаковых газоразрядных модулей *1* и *2* – КтF-лазеров серии CL7000, оптических блоков *3* и *4*, размещенных на едином оптическом столе, и системы управления и синхронизации. Модуль *1* работает как задающий генератор (ЗГ), а модуль *2* – в режиме усилителя мощности (УМ). В качестве окон газоразрядных камер лазерных модулей используется монокристаллический MgF₂, установленный под углом Брюстера к оптической оси лазерного модуля для минимизации внутррезонаторных потерь. Длина активной среды одного модуля составляет 600 мм, высота – 22 мм.

Резонатор ЗГ состоит из двухпризменного телескопа *6*, *7* с коэффициентом увеличения, равным 14, дифракционной решетки Эшелле *5* (600 штрихов на миллиметр, угол блеска 54.09°) и выходного зеркала *10* с коэффициентом отражения 20%. Также для лучшей пространственной селекции излучения устанавливались диафрагмы *8*, *9*, *13*. Использование дифракционной решетки в качестве одного из зеркал позволяло уменьшить ширину линии генерации до 0.0015 нм (увеличить длину когерентности до 15 мм).

Неустойчивый резонатор УМ состоит из вогнутого сферического зеркала *14* с радиусом $R = 3.532$ м и выпуклого сферического зеркала *15* с радиусом $r = 0.3$ м. В вогнутом зеркале сделано сквозное отверстие диаметром 1.5 мм для ввода излучения ЗГ в активную среду УМ. Пучок диаметром 1.5 мм, проходя через межэлектродный промежуток, попадает на выпуклое сферическое зеркало резонатора и, отразившись от него, вновь проходит через активную среду УМ. При этом пучок уже расхо-

дится, так что на вогнутом зеркале резонатора он полностью перекрывает поперечное сечение активной среды. Далее пучок отражается от вогнутого зеркала и, усиливаясь в последний раз в активной газовой среде, выходит из лазерной системы через апертуру *16*. Незначительная часть лазерного пучка, отразившись от ответвителя *17*, попадает на измеритель энергии *18*.

Расстояние b между зеркалами резонатора УМ рассчитывалось по формуле

$$b = \frac{R - r}{2}, \quad (2)$$

что обеспечивало плоский фронт выходного пучка. В нашем случае $b = 1616$ мм. Радиусы зеркал выбирались такими, чтобы оптимальным образом заполнить излучением активный объем лазера. Немаловажной характеристикой резонатора является также коэффициент телескопирования M , который определяется как

$$M = \frac{R}{r}. \quad (3)$$

Чем больше M , тем меньше расходимость и больше длина пространственной когерентности лазерного пучка, но вместе с тем меньше выходная энергия усиливаемого импульса. В нашем случае $M \approx 12$. Использование телескопического резонатора позволило уменьшить расходимость излучения до 0.2 мрад [22]. Полная энергия импульса составляла 250 мДж, его длительность – 20 нс, частота следования импульсов достигала 100 Гц, длина волны генерации была равна 248 нм. Максимальный размер области облучения на поверхности образца составлял 6×20 мм. Для ее уменьшения пучок диафрагмировался.

Использовались монокристаллические пластины нелегированного ZnSe с различной кристаллографической ориентацией, а также пластины ZnSe: Fe и CdSe: Cr с концентрацией легирующей примеси $\sim 10^{18}$ см⁻³. Толщина пластин равнялась 1.5 мм. Поверхности пластин были механически отполированы. У части пластин нарушенный слой после механической полировки удалялся полирующим травителем на основе раствора CrO₃ в HCl. Поверхности пластин с нанесенным микрорельефом исследовались с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P-47 Pro (NTMDT). Применялись зонды HA-NC (NTMDT), у которых острие имело форму сужающегося конуса длиной 1.5 мкм с углом при вершине 30°. На рис.3 представлен скан эталонной решетки TGZ3 с вертикаль-

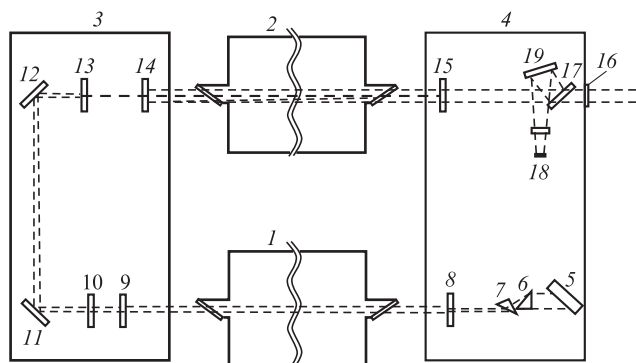


Рис.2. Оптическая схема эксимерной лазерной системы CL7500: *1* – ЗГ; *2* – УМ; *3* и *4* – оптические блоки; *5* – дифракционная решетка; *6* и *7* – призменный телескоп; *8*, *9* и *13* – диафрагмы; *10* – выходное зеркало ЗГ; *11*, *12* и *19* – поворотные зеркала; *14* – вогнутое сферическое зеркало; *15* – выпуклое сферическое зеркало; *16* – выходное окно; *17* – ответвитель; *18* – измеритель энергии.

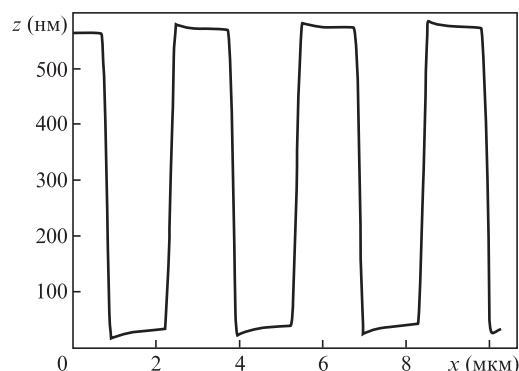


Рис.3. Скан эталонной решетки с периодом 3 мкм и глубиной 540 нм.

ными стенками. Видно, что на высоте 540 нм от острия зонда его ширина составляет менее 500 нм. Отношение высоты зонда к его ширине превышает соответствующие отношения для канавок в полученных микроструктурах. Это свидетельствует о том, что форма зонда не влияет на полученные изображения. Все измерения проводились в контактном режиме сканирования.

Спектры пропускания исследуемых образцов измеряли с помощью ИК фурье-спектрометра ФСМ 2201 (ООО «Инфраспек»).

3. Результаты эксперимента

На рис.4 представлены формы решетки при различных плотностях энергии лазерного излучения на поверхности кристалла CdSe:Cr при его облучении одиночным импульсом. Интерференционная зона облучения составляла 8 мм в длину и 1.5 мм в ширину. Плотность энергии была распределена по зоне облучения неравномерно. В частности, на краях зоны наблюдалась модуляция, характерная для дифракции на краю апертуры. Кроме того, контраст решетки (отношение глубины провалов к периоду решетки) изменялся нерегулярно по поверхности зоны облучения (примерно в 1.5 раза). Возможной причиной такой неоднородности является макронеоднородное распределение интенсивности излучения в лазерном пучке. Тем не менее, выбирая каждый раз участки изображения с максимальным контрастом, можно выявить некоторую закономерность в изменении формы и контраста решетки в зависимости от плотности энергии облучения.

Изображение исходной поверхности (рис.4,а) содержит следы механической полировки. Эти следы исчезают при химической полировке. При небольшом превышении порога абляции решетка имеет довольно узкие канавки (шириной 0.6 мкм на рис.4,б) с выступающими над исходной поверхностью боковыми бортиками. Появление бортиков связывается с выдавливанием приповерхностного расплавленного слоя кристалла из зоны с повышенной плотностью поглощенной энергии в зону с пониженной плотностью энергии давлением приповерхностной плазмы, образуемой в процессе абляции кристалла [11]. При дальнейшем увеличении плотности энергии облучения ширина канавок увеличивается и высота бортиков возрастает (рис.4,в) вплоть до их слияния с образованием вершины решетки (рис.4,з).

Из рис.4 видно, что объем бортиков существенно меньше объема канавок. С учетом вертикального расположения образца оставшиеся продукты абляции в основном растворяются в окружающем воздухе и лишь частично осаждаются на поверхности решетки. Максимальная глубина решетки достигается при плотности энергии облучения $F \approx 140$ мДж/см² и составляет ~ 220 нм. Дальнейшее увеличение плотности энергии приводит к уменьшению глубины и контраста решетки, при этом профиль решетки остается близким к синусоидальному. При $F = 500$ мДж/см² глубина решетки составляет всего несколько десятков нанометров (35 нм на рис.4,е). Уменьшение контраста, вероятно, связано с тем, что из-за недостаточно высокой контрастности интерференционной картины двух лазерных пучков порог абляции достигается и в минимумах интерференционной картины. С другой стороны, образуемая в максимумах интерференционной картины плазма начинает экранировать поверхность кристал-

ла от падающего излучения, уменьшая тем самым скорость абляции.

При малой глубине решетки, образованной при большом значении F , становятся заметными наноразмерные холмики, возникающие на обработанной лазером поверхности. Особенно хорошо это видно на изображении, приведенном на рис.5,а и полученном в режиме микроскопии латеральных сил (сил трения), когда наряду с топографией поверхности (рис.5,б) регистрируется торсионный изгиб кантилевера. Характерный поперечный размер холмиков составляет 50 нм, а их высота достигает 40 нм. Поверхностная плотность холмиков оценивается в 5×10^8 см⁻². Происхождение этих холмиков пока не ясно. Возможно, что в процессе осаждения продуктов абляции образуются нанообъекты типа квантовых точек [7].

Поскольку глубина канавок решетки, сформированной за один импульс, ограничена величиной ~ 220 нм при периоде 2.3 мкм, мы попытались ее увеличить путем использования нескольких импульсов. На рис.6 представлены формы решеток при разном числе импульсов для плотности энергии облучения 100 мДж/см². Импульсы следовали с частотой 10 Гц.

Максимальная глубина решетки была получена при облучении пятью импульсами и составила 835 нм, что превышает одну треть периода решетки. Заметим также, что эта глубина примерно в пять раз больше глубины решетки, образованной при облучении одним импульсом. Однако при большем числе импульсов глубина начинает уменьшаться. Основной причиной этого, по-видимому, является временной дрейф положения образца относительно интерференционной картины. Кроме того, форма нижней части канавок довольно сложная и изменяется вдоль штрихов решетки (см. изображение на рис.6,в). Вероятно, что при достаточно большой глубине возникают проблемы с выбросом продуктов абляции из канавок [9].

Аналогичные результаты были получены и при формировании решеток на поверхностях ZnSe:Fe и ZnSe. На рис.7 показана зависимость глубины решетки с периодом 1.5 мкм от числа импульсов облучения поверхности ZnSe, следующих с частотой 100 Гц. Так же как и в случае CdSe:Cr, наблюдается быстрое насыщение указанной зависимости, хотя заметного спада ее при числе импульсов 10–100 не наблюдается. Возможно, что при частоте следования импульсов 100 Гц дрейф интерференционной картины по поверхности образца за время облучения большим числом импульсов в меньшей степени оказывает влияние на контраст решетки, чем при частоте 10 Гц (рис.6). Максимальная глубина решетки была достигнута при облучении 100 импульсами с $F = 100$ мДж/см² и составила 850 нм. Отметим, что мы не обнаружили существенных различий в микрорельефе решеток, сформированных на кристаллах с ориентацией поверхности (001) и (111).

Пример решетки с меньшим (1.5 мкм) периодом, сформированной на поверхности CdSe:Cr пятью импульсами при $F = 140$ мДж/см², представлен на рис.8. Здесь глубина канавок была равна ~ 540 нм. Также были сформированы решетки с периодом 0.5 мкм. При использовании одного импульса с $F = 100$ мДж/см² глубина канавок на поверхности ZnSe составила 60 нм.

На рис.9,а приведено трехмерное изображение двумерной решетки на поверхности ZnSe. Сначала была нанесена одна одномерная решетка с периодом 1.5 мкм при

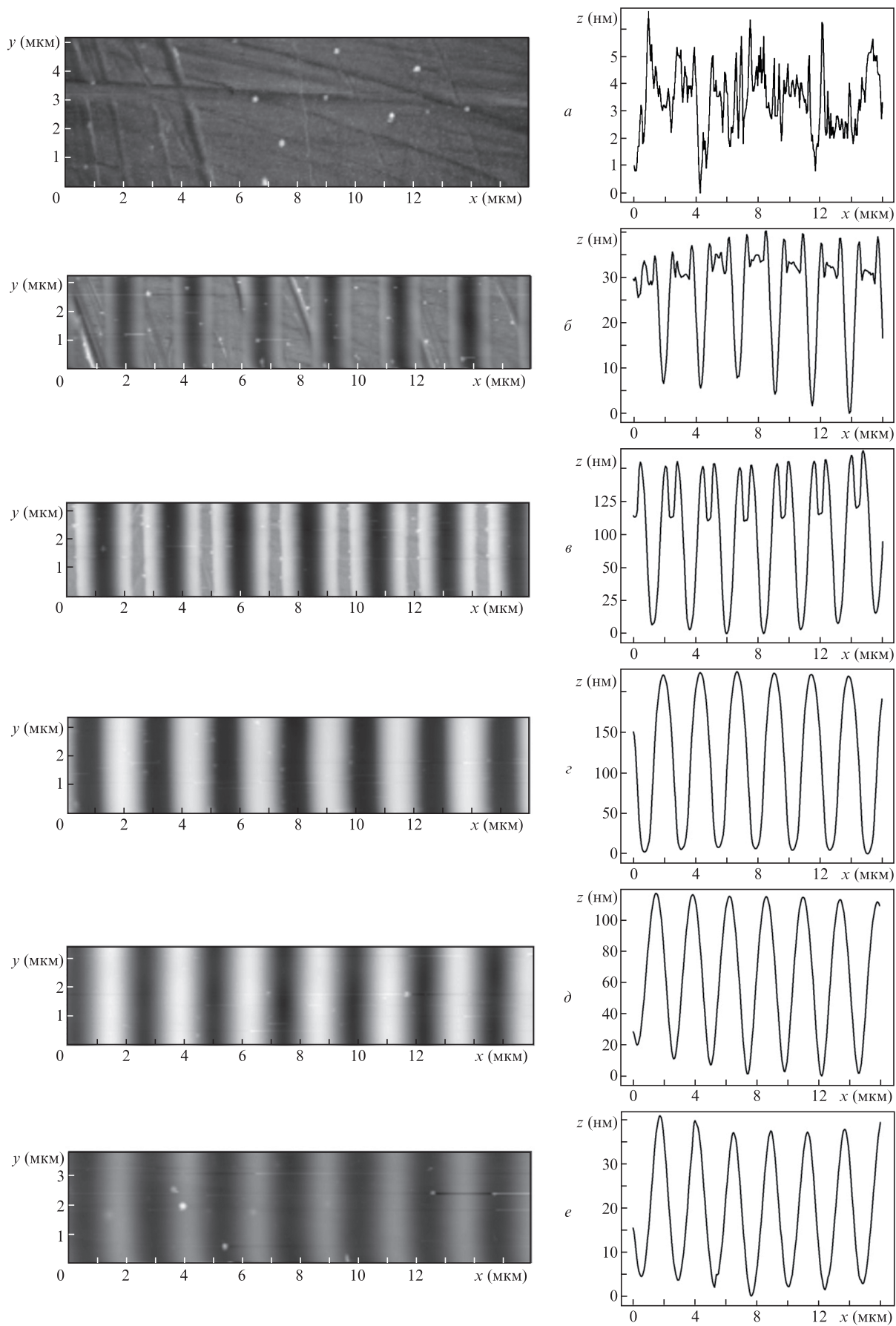


Рис.4. Фрагменты изображения решетки на поверхности CdSe:Cr, образованной при облучении одиночным импульсом с плотностью энергии облучения $F = 0$ (a), 80 (б), 100 (в), 140 (г), 200 (д) и 500 мДж/см² (e). Справа от изображений приведены соответствующие им профили решетки, усредненные по вертикали.

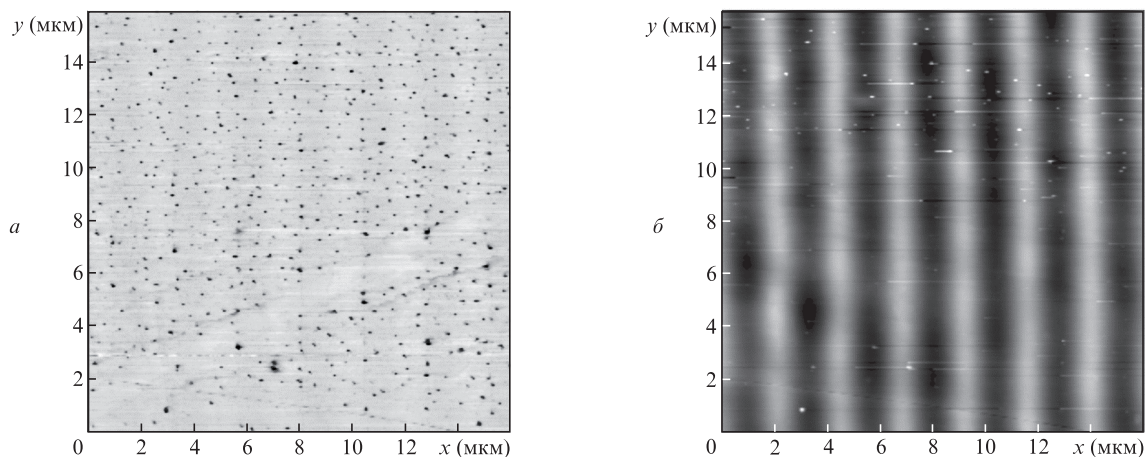


Рис.5. Изображение поверхности кристалла CdSe:Cr, полученное в режиме микроскопии латеральных сил (а) и соответствующее топографическое изображение (б) после облучения импульсом с $F = 500$ мДж/см². Темные пики выявляются на фоне малоcontrastной решетки с периодом 2.3 мкм.

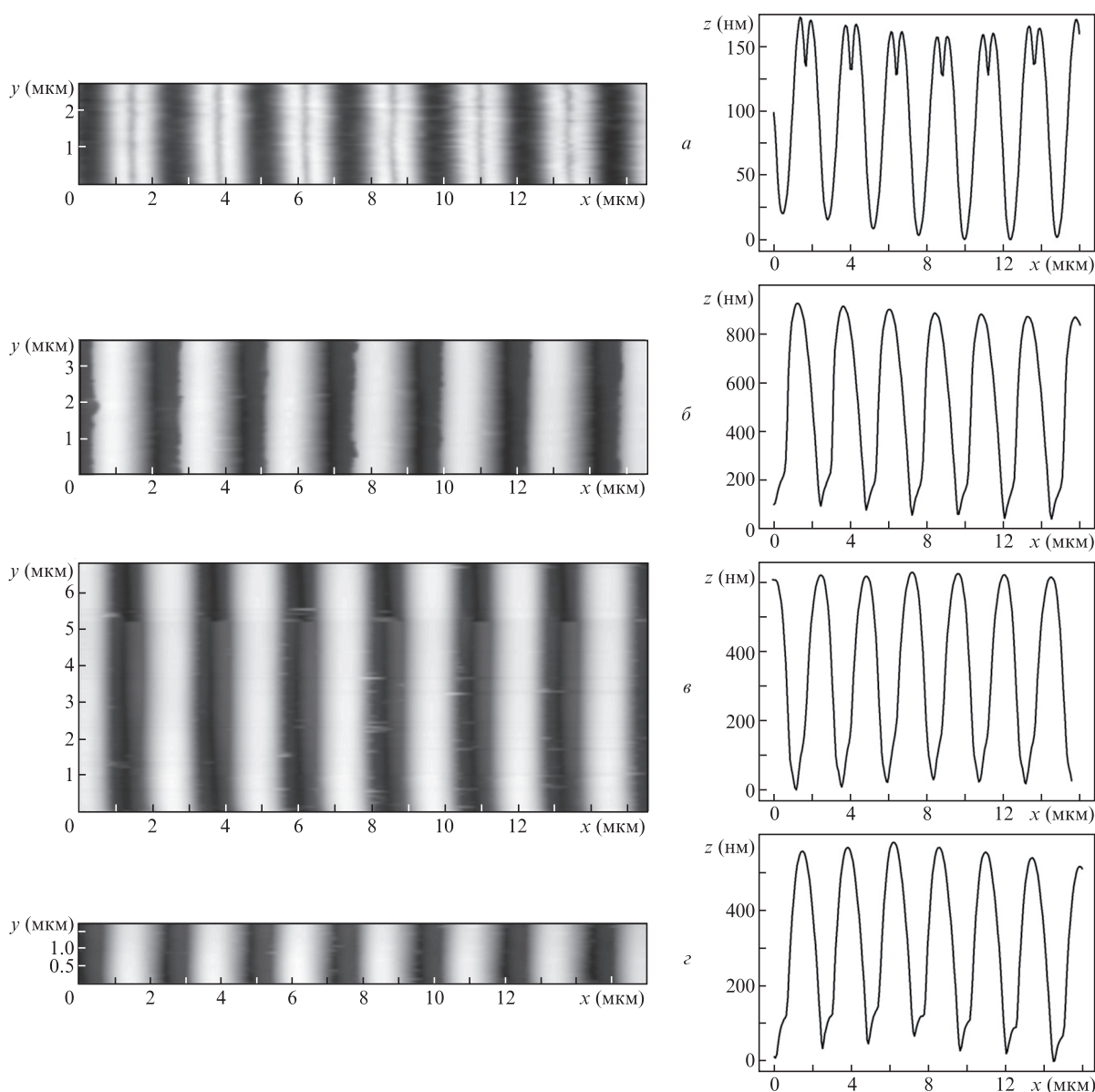


Рис.6. Фрагменты изображения решеток, сформированных на поверхности CdSe:Cr под действием 1 (а), 5 (б), 20 (в) и 100 (z) импульсов с $F = 100$ мДж/см², следующих с частотой 10 Гц. Справа от изображений приведены соответствующие им профили решетки, усредненные по вертикали.

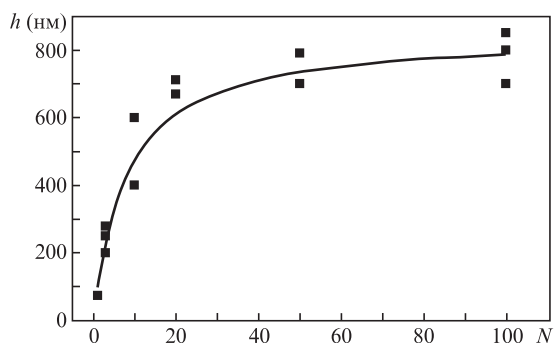


Рис.7. Зависимость глубины решетки h с периодом 1.5 мкм на поверхности кристалла ZnSe от числа импульсов лазера N при $F = 100$ мДж/см² и частотах следования 100 Гц.

облучении одним импульсом с $F = 140$ мДж/см², затем образец был повернут на 90° и нанесена вторая одномерная решетка. Перепад высот образовавшегося микрорельефа был равен ~300 нм. Для увеличения этого перепада необходимо увеличить число импульсов, используемых для создания одномерной решетки. Так, на рис.9,б представлена аналогичная решетка, образованная двумя скрещен-

ными решетками с периодом 1 мкм каждая, которые были сформированы десятью импульсами при $F = 125$ Дж/см². Перепад высот в этой двумерной решетке превышал 500 нм.

4. Обсуждение результатов

Просветляющий микрорельеф может быть сформирован двумя способами. Первый способ основан на использовании однослойных просветляющих покрытий с показателем преломления $n_{ар} = \sqrt{n_{ср}}$ и толщиной $\lambda/(4n_{ар})$, где $n_{ар}$ и $n_{ср}$ – показатели преломления просветляющего покрытия и кристалла соответственно [1]. При этом на поверхности кристалла создается слой с примерно постоянным по толщине и усредненным вдоль слоя показателем преломления $n_{ар}$. В частности, этот слой может содержать отверстия различной формы или канавки с вертикальными стенками, характерные размеры которых меньше длины волны просветления. При этом доля поверхности кристалла γ , занимаемая этими отверстиями или канавками, должна удовлетворять условию

$$\sqrt{n_{ср}} = n_{ср}(1 - \gamma) + n_{а}\gamma \tag{4}$$

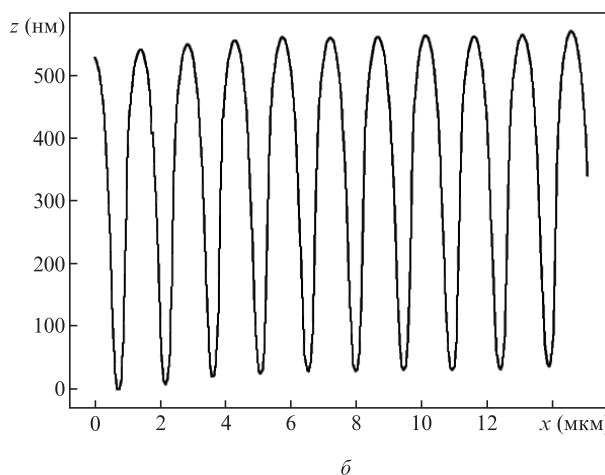
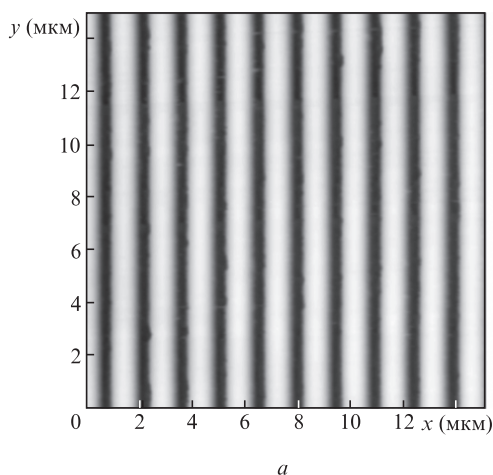


Рис.8. Изображение решетки с периодом 1.5 мкм на поверхности CdSe:Cr, сформированной пятью импульсами с $F = 140$ мДж/см² (а), и усредненный по вертикали профиль решетки (б).

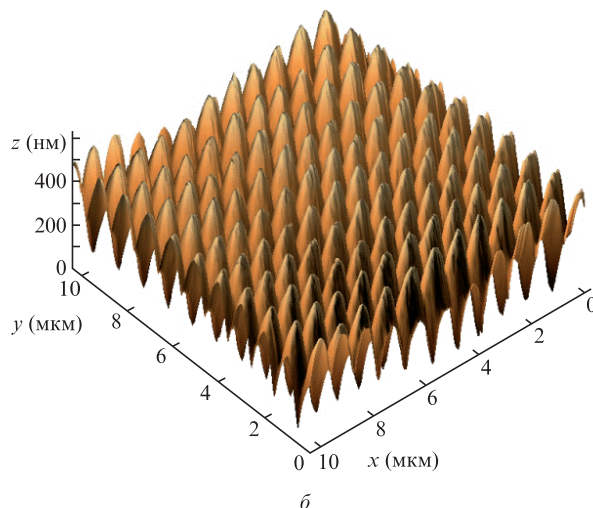
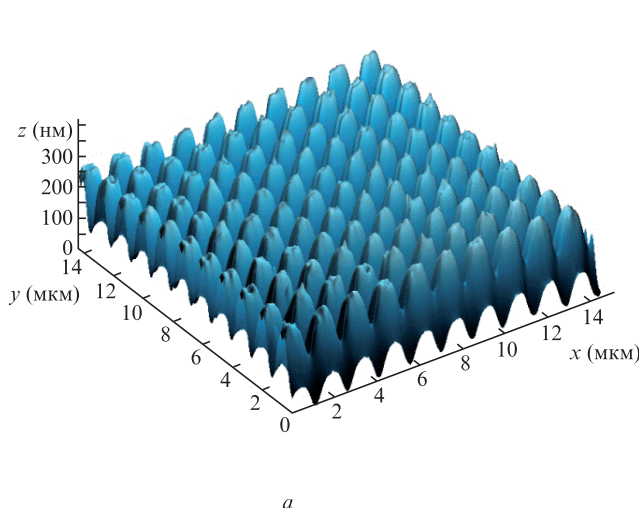


Рис.9. Изображения двумерной решетки на поверхности ZnSe, полученной наложением двух одномерных решеток с периодом 1.5 мкм, образованных одним импульсом с $F = 140$ мДж/см² (а), и решеток с периодом 1 мкм, образованных десятью импульсами с $F = 125$ мДж/см² (б).

и для $n_{cr} = 2.4$ (ZnSe), $n_a = 1$ (воздух) быть равной 0.61. Кроме того, чтобы избежать потерь на дифракцию и рассеяние (в том числе и внутри кристалла) отверстия или канавки должны быть расположены на поверхности регулярно, с периодом, меньшим λ/n_{cr} . В этом случае мы будем иметь одномерную или двумерную решетку, у которой глубина отверстий или канавок h может составлять только $n_{cr}/(4n_a) = 0.39$ от периода p . Однако создание отверстий или канавок с вертикальными стенками и на строго определенную глубину (с плоским дном) является сложной технологической задачей. Существенное отклонение от перечисленных требований увеличивает потери на рассеяние излучения. Тем не менее можно рассчитывать на заметное, хотя и не идеальное просветление. В частности, решетки, представленные на рис.6,б (период $p = 2.3$ мкм, глубина $h = 0.835$ мкм, $h/p = 0.36$) и рис.8 ($p = 1.5$ мкм, $h = 0.535$ мкм, $h/p = 0.36$) могут давать эффект просветления. Максимальный контраст решетки $h/p = 0.57$ был достигнут на поверхности ZnSe (см. рис.7).

На рис.10 приведены ИК спектры пропускания исходного кристалла CdSe:Cr и кристалла с решеткой ($p = 1.5$ мкм) на одной из его поверхностей (см. рис.8). Видно существенное различие этих спектров, связанное с частичным просветлением поверхности кристалла с решеткой на длинах волн вблизи 4 мкм. В длинноволновой области спектры практически совпадают, поскольку микрорельеф для длинноволнового излучения является недостаточно глубоким. В коротковолновой области, при $\lambda < 3.6$ мкм, потери увеличиваются из-за дифракции падающего излучения на решетке. При идеальном просветлении пропускание в области 4–5 мкм должно было бы увеличиться на 12.3% (вставка на рис.10). Для исследуемого кристалла с решеткой наблюдается увеличение пропускания на 10.9%, т.е. было получено достаточно сильное, хотя и не идеальное просветление.

Следует отметить, что описанный микрорельеф позволяет увеличить лучевую прочность активного лазерного кристалла, но, как и у обычных однослойных антиотражающих покрытий, спектральная и угловая ширины просветления довольно малы.

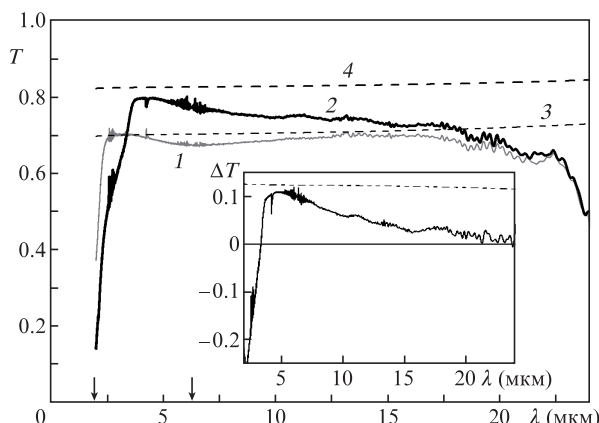


Рис.10. Спектры пропускания T исходного кристалла CdSe:Cr (1) и кристалла с решеткой на одной из его поверхностей (2), а также расчетные спектры пропускания чистого кристалла CdSe с френелевским отражением от обеих поверхностей (3) и кристалла, идеально просветленного с одной стороны (4), с учетом дисперсии показателя преломления. Стрелки указывают положение линий поглощения Cr. На вставке представлены соответствующие разности ΔT спектров пропускания кристалла CdSe:Cr с решеткой и без нее.

Второй способ основан на создании двумерного массива пирамид (структура глаза мотылька) [1–3]. Форма пирамид тоже имеет значение, хотя наиболее важным фактором является большая глубина рельефа (вплоть до двух значений периода структуры). Как показали проведенные эксперименты, при увеличении плотности энергии облучения за один импульс возрастание глубины свыше 1/10 периода решетки недостижимо. Более перспективным является увеличение числа импульсов при небольшом превышении порога абляции в каждом импульсе. Предварительные эксперименты демонстрируют, что таким способом можно получить контрастность рельефа $h/p = 0.57$. Дальнейшее увеличение контраста, вероятно, связано с проблемой выноса продуктов абляции из глубоких канавок.

5. Заключение

В настоящей работе методом лазерной абляции на поверхностях кристаллов CdSe:Cr, ZnSe:Fe и ZnSe были сформированы периодические одномерные решетки с периодом 0.5–2.3 мкм. Для этого использовалась интерференция двух пучков излучения эксимерного наносекундного KrF-лазера, обеспечивающих плотность энергии облучения до 500 мДж/см² за один импульс. Порог абляции был немного меньше 80 мДж/см². Максимальная глубина решетки, полученная за один импульс, достигала примерно 1/10 от периода решетки при умеренной плотности энергии $F \approx 140$ мДж/см². С увеличением F контраст рельефа уменьшался. При $F = 500$ мДж/см² на поверхности кристалла наблюдаются наноразмерные образования – квантовые точки с характерным размером в несколько десятков нанометров и плотностью 5×10^8 см⁻². Максимальная глубина решетки достигалась при облучении серией импульсов с плотностью энергии облучения $F \approx 100$ мДж/см², соответствующей небольшому превышению порога абляции, и составляла 0.57 от периода решетки. Дальнейшее увеличение глубины решетки, вероятно, связано с проблемой выноса продуктов абляции из глубоких канавок. Продемонстрирована возможность нанесения двумерных решеток с периодами 1 и 1.5 мкм. Предложенный метод может быть использован для нанесения частично просветляющего покрытия на активные элементы из CdSe и ZnSe, легированные переходными металлами Cr и Fe, для лазеров среднего ИК диапазона. Требуется проведение дополнительных исследований по увеличению просветления за счет нанесения микрорельефа с большим контрастом и оптимизированным профилем.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ «МИФИ».

1. Hobbs D.S., MacLeod B.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5786**, 349 (2005).
2. McDaniel S., Hobbs D., MacLeod B., Sabatino E., Berry P., Schepeler K., Mitchell W., Cook G. *Opt. Mater. Express*, **4**, 2225 (2014).
3. Hobbs D.S., MacLeod B.D., Sabatino E., Mirov S.B., Martyshkin D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8530**, 8530OP (2012).
4. Guo Z., Qu S., Ran L., Liu S. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 8581 (2007).
5. Venkatakrishnan K., Sivakumar N.R., Tan B. *Appl. Phys. A*, **76**, 143 (2003).
6. Hee C.W., Ngoi B.K.A., Lim L.E.N., Venkatakrishnan K., Liang W.L. *Opt. Laser Technol.*, **37**, 93 (2005).
7. Semaltianos N.G., Perrie W., French P., Sharp M., Dearden G., Logothetidis S., Watkins K.G. *Appl. Phys. A*, **94**, 999 (2009).

8. Hossein G.M., Meng-Jyun L., Ji-Bin H., Jjeng-Ywan J. *Opt. Lasers Eng.*, **81**, 97 (2016).
9. Ruf A., Berger P., Dausinger F., Hügel H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 2918 (2001).
10. Lapshin K.E., Obidin A.Z., Vartapetov S.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6606**, 66060V (2007).
11. Ruf A., Breitling D., Berger P., Dausinger F., Hügel H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4830**, 73 (2003).
12. Yahng J.S., Nam J.R., Jeoung S.C. *Opt. Lasers Eng.*, **47**, 815 (2009).
13. Wang X., Jia T., Li X., Li C., Feng D., Sun H., Xu S., Xu Z. *Chin. Opt. Lett.*, **3**, 615 (2005).
14. Guay F., Ozcan L.C., Kasyap R. *Opt. Commun.*, **281**, 935 (2008).
15. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **33**, 408 (2003).
16. Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Mislavskii V.V., Podmar'kov Yu.P., Savinova S.A., Skasyrsky Ya.K. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 125001 (2013).
17. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Миславский В.В., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **41**, 1 (2011).
18. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **38**, 205 (2008).
19. Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I., Landman A.I., Podmar'kov Y.P., Skasyrsky Y.K., Voronov A.A. *Appl. Phys. B*, **97**, 793 (2009).
20. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **34**, 185 (2004).
21. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Лазарев В.А., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюрников Д.А., Фролов М.П., Шелковников А.С. *Квантовая электроника*, **42**, 565 (2012).
22. Атежев В.В., Вартапетов С.К., Жуков А.Н., Курзанов М.А., Обидин А.З. *Квантовая электроника*, **33**, 689 (2003).