

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

ДОСТОВАЛОВ АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ

**Создание периодических структур фемтосекундным
излучением внутри световодов и на поверхности металлов**

Специальность 01.04.05 – «Оптика»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

член-корреспондент РАН

Бабин Сергей Алексеевич

Новосибирск – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	5
Глава 1 Обзор литературы по фемтосекундной модификации материалов ...	20
1.1. Механизмы взаимодействия фемтосекундного излучения с веществом	20
1.1.1. Особенности распространения и воздействия ультракоротких импульсов на материал.....	20
1.1.2. Процессы взаимодействия с диэлектриками.....	23
1.1.3. Процессы взаимодействия с металлами	34
1.2. Волоконные решетки показателя преломления	35
1.2.1. Теория брэгговских и длиннопериодных волоконных решеток	35
1.2.2. Методы записи волоконных решеток	38
1.2.3. Области практического применения волоконных решеток	40
1.3. Лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры	42
1.3.1. Теории формирования ЛИПС	42
1.3.2. Области практического применение ЛИПС.....	43
1.4. Источники фс излучения для модификации показателя преломления.....	44
Глава 2 Численное исследование влияния параметров излучения на модификацию плавленого кварца фемтосекундными импульсами	47

2.1. Сравнение поглощения энергии при фс записи в плавленом кварце на основной и второй гармонике иттербиевого лазера.....	47
2.2. Исследование влияния временной формы импульса на модификацию плавленного кварца фемтосекундными импульсами.....	54
Глава 3 Запись длиннопериодных волоконных решеток показателя преломления.....	63
Глава 4 Создание волоконных брэгговских решеток.....	74
4.1. Запись ВБР через защитное полиимидное покрытие в волокнах с германиевой сердцевиной и чисто кварцевой сердцевиной.....	76
4.2. Запись чирпированных, суперструктурированных и коротких ВБР через защитное полиимидное покрытие.....	82
Глава 5 Создание периодических структур на поверхности никеля и титана	90
5.1. Создание периодических структур на поверхности никеля	90
5.2. Создание периодических структур на поверхности титана.....	101
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	108
ЛИТЕРАТУРА	110

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

L – общая длина волоконной решетки

Λ_S – период модуляции решетки в суперструктурированной волоконной брэгговской решетке

Λ_{FBG} – период волоконной брэгговской решетки

Λ_{LPG} – период длиннопериодной волоконной решетки

E_p – энергия импульса

t_p – длительность импульса

V – скорость сканирования лазерного пучка

Δn – модуляция показателя преломления

n_{eff}^{core} – эффективный показатель преломления основной моды световода

n_{eff}^{clad} – эффективный показатель преломления оболочечной моды световода

ВС – волоконный световод

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ДПВР – длиннопериодная волоконная решетка

ССВБР – суперструктурированная волоконная брэгговская решетка

ЛИПС – лазерно-индуцированная периодическая структура.

TOD – third-order dispersion – дисперсия третьего порядка

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные технологии ведут свою историю с 1960 г., когда Т.Н. Мейманом был продемонстрирован первый рубиновый лазер. Вскоре после этого началось бурное развитие и создание различных типов лазеров: газовых, полупроводниковых, на красителях и др., с длинами волны от УФ до ИК диапазона. Длительности импульсов сокращались с мс (10^{-3} с) диапазона до нс (10^{-9} с) после создания лазеров с модуляцией добротности резонатора, и далее после разработки методов синхронизации мод - до пс (10^{-12} с) и фс (10^{-15} с), т.е. предельно возможных длительностей для длины волны видимой части спектра. Достижения в области генерации фемтосекундных импульсов, с одной стороны, позволили изучать динамику быстропротекающих процессов на данных временных масштабах, поэтому нередко изобретение фемтосекундного лазера часто сравнивают с изобретением микроскопа. В 1999 г. «за исследование переходных состояний, возникающих во время химических реакций, с использованием фемтосекундной техники» А. Зивейл был удостоен нобелевской премии по химии. С другой стороны, за счет сверхкороткой длительности импульса удалось достичь рекордных значений интенсивности излучения, когда первостепенную роль начинают играть нелинейные процессы, вследствие чего изменяется характер взаимодействия и поглощения энергии импульсов веществом. Например, исходно прозрачный плавленый кварц на длине волны ≈ 1 мкм, при фс длительности импульсов может существенно поглощать энергию излучения в фокальной области, что открывает возможности по объемной модификации материала, в том числе изменения его показателя преломления. Данная область исследований начала бурно развиваться с первых экспериментов К. Hirao в 1996 г. [1] по объемной записи волноводов в различных материалах (кварцевое стекло, легированное германием кварцевое стекло, боратное и силикатное стекла) без разрушения самого материала. Изменение показателя преломления при этом в зависимости

от типа стекла и параметров излучения находилось в пределах от 0,01 до 0,035, т.е. наблюдалось значительное увеличение показателя преломления в фокальной области, что демонстрировало возможность создания сложных 3-мерных волноводных структур внутри диэлектриков, которые невозможно создать традиционным методом фотолитографии. После демонстрации принципиально нового метода модификации оптических материалов за счёт воздействия фс излучения, начался стремительный рост работ, направленных на использование данного метода в изготовлении различных оптических устройств: так в 1996 г. была продемонстрирована возможность создания 3-мерных элементов памяти в различных материалах (плавленый кварц, сапфир, ВК7 стекло) методом поточечного воздействия и изменения показателя преломления [2]. Было также показано, что использование для данных целей импульсов большей длительности (200 пс) приводит к разрушению материала. В 1999 году была продемонстрирована возможность создания более сложных волноводных структур в плавленом кварце – ответвителей [3], однако, в перечисленных работах использовалась схема продольной записи (перемещение фокального пятна вдоль направления распространения излучения), которая имеет ограничение на длину волноводов равное длине рабочего отрезка микрообъектива (≤ 1 мм для высокоапертурных объективов). Для преодоления данного ограничения была предложена [4] схема поперечной записи (перемещение фокального пятна перпендикулярно направлению распространения излучения), но при этом возникла другая проблема, связанная с асимметричностью модификации вследствие различия поперечного (пятно фокусировки) и продольного (рэлеевская длина) размеров перетяжки в материале, в связи с чем потери при распространении были сравнительно высоки 1 дБ/см. Эту проблему удалось решить фокусировкой астигматичного пучка при записи волноводов в стекле, легированном Er:Yb [5], при этом потери при распространении уменьшились до 0.25 дБ/см. Другой метод компенсации асимметрии поперечного сечения волноводов был предложен в

работе [6], который изначально был применен к изготовлению микроканалов [7], суть которого состоит в фокусировке пучка с несимметричным поперечным сечением, образованным щелью. С помощью данного метода были записаны волноводы в фосфатном стекле с относительно низкими потерями 0,39 дБ/см. Другой распространенный метод создания волноводов с симметричным поперечным сечением - метод многопроходной записи, когда волновод формируется не в результате одного прохода с поперечным сечением модификации, а в результате наложения модификаций нескольких проходов, формируя волновод заданной конфигурации. Помимо, описанных выше широко распространенных методов записи волноводов с симметричным поперечным сечением существуют еще несколько альтернативных способов, редко используемых ввиду сложности исполнения: применение активной оптики (деформирующиеся зеркала) [8] и пространственно-временной фокусировки [9]. Существенно упростить схему записи и повысить качество волноводов удалось с использованием излучения с высокой частотой повторения (МГц) импульсов от фемтосекундного осциллятора за счет влияния эффекта накопления воздействия импульсов на материал, поскольку при большой частоте следования импульсов каждый последующий импульс воздействует уже на разогретый участок, так как время температурной релаксации больше интервала между импульсами, по этой причине порог модификации в данном случае существенно ниже [10]. В этом режиме были созданы волноводы в различных материалах: боросиликатное стекло (BK7) с потерями при распространении 0,27 дБ/см и модификацией показателя преломления до 0,022 при использовании фс излучения с частотой повторения 11 МГц (длительностью 50 фс, энергии около 30 нДж, длиной волны 800 нм)[11].

Помимо волноводов активно развивались методы создания периодического изменения показателя преломления внутри сердцевины оптического световода - волоконных длиннопериодных и брэгговских решеток,

которые широко используются в различных областях науки и техники (см. подробнее параграф 1.2.3). В 1999 была продемонстрирована возможность создания длиннопериодной волоконной решетки в сердцевине оптического световода из кварцевого стекла, легированного германием [12]. Несмотря на высокие потери вне пика поглощения (около 6 дБ), решетка имела большую по сравнению с методом записи ультрафиолетом (УФ) стойкость к высоким температурам вплоть до 500 °С, что открывало возможность использовать такие решетки в сенсорных системах мониторинга высоких температур. При использовании высокой частоты повторения импульсов 82 МГц и второй гармоники Ti:сапфирового лазера удалось записать ДПВР с потерями вне пика поглощения на уровне 0,5 дБ, при этом сила решетки достигла 16 дБ [13], при использовании четвертой гармоники (264 нм) удалось достичь значения в 28 дБ [14]. Однако в последних двух случаях в экспериментах использовались световоды, предварительно насыщенные водородом. Позднее в [15] при использовании излучения на длине волны 800 нм и поточечной схемы записи были получены ДПВР в волоконном световоде (ВС) с сердцевиной, легированной германием, с амплитудой пика 16 дБ и нерезонансными потерями в 0,3 дБ, при этом авторы отмечали сильную зависимость спектра ДПВР от предварительной настройки положения точки фокусировки в сердцевине ВС. Также данная проблема отмечалась в работе [16], где также применялась поточечная схема записи ДПВР в ВС SMF-28, с амплитудой пика 8 дБ и «серыми» потерями в 2 дБ.

Запись волоконных брэгговских решеток (ВБР) была освоена несколько позже. В 2003 г. были впервые созданы ВБР в стандартном телекоммуникационном ВС SMF-28 методом фс записи на длине волны 800 нм с использованием специальной фазовой маски для подавления нулевого порядка на данной длине волны [17], сила решетки первого и второго порядка составила 17 и 45 дБ соответственно, при величине «серых» потерь 0,3 дБ в первом случае. Структура показателя преломления при этом была также

устойчива к воздействию высоких температур (до 300 °С). С использованием УФ фс импульсов и фазовой маски были записаны ВБР с амплитудой отражения до 34 дБ (в SMF-28 с высоким содержанием водорода) и до 15 дБ (в фоточувствительном ВС без содержания водорода) [18]. Также в данной работе показано, что при использовании метода фс записи необходимая доза излучения для создания изменения показателя преломления $\Delta n = 10^{-3}$ в волокне SMF-28 (с высоким содержанием водорода) в 48 раз, а для фоточувствительного волокна (Nufern GF1A) в 8 раз меньше, чем в случае стандартной УФ модификации.

Помимо записи через фазовую маску в 2004 г. был предложен метод поточечной записи ВБР [19], когда каждый штрих решетки создается одним импульсом лазера. Были созданы ВБР первого порядка в нефоточувствительных волокнах на основной длине волны титан-сапфирового лазера (800 нм) с использованием высокоапертурного 100-кратного объектива, при этом интенсивность в области фокусировки достигала $\sim 10^{14}$ Вт/см². Данный метод позволил записывать решетки различных порядков путем изменения скорости перемещения волокна при постоянной частоте повторения импульсов лазера, что являлось значительным усовершенствованием процедуры записи решеток по сравнению с методом фазовой маски, при котором требуется отдельная фазовая маска на каждую решетку. При этом сила решетки первого порядка составила 14 дБ (25 дБ для второго порядка), что объясняется наличием перекрытия областей модификации для решеток первого порядка и следовательно меньшей отражательной способностью. В [20] было исследована стойкость таких решеток к высоким температурам и было установлено, что решетки записанные данным методом обладают высокой температурной стойкостью (вплоть до 1000 °С). Также было обнаружено небольшое (до 10 %) увеличение коэффициента отражения после воздействия высокой температуры, что связывают с релаксацией механических напряжений в соседних с фокусом излучения областях. Особенность данных ВБР состояла в

наличии двулучепреломления ($3,2 \times 10^{-5}$) и значительной связи (≥ 5 дБ) с оболочечными модами в коротковолновой части спектра. Данный тип записи был позже применен [21] при создании DBR (Distributed Bragg reflector) волоконного лазера, в котором две ВБР были записаны в нефоточувствительном ВС, со-легированным Er:Yb. ВБР образуют резонатор лазера, обладающего линейной поляризацией (за счет зависимости силы решетки от направления поляризации) и высокой стойкостью к высоким температурам (до 600 °С) за счет температурной стабильности ВБР. В представленных работах ВБР имели период $\Lambda_{FBG} = 1.07$ мкм, т.е. были решетками 2-го порядка для $\lambda_{FBG} = 1550$ нм. В [22] было продемонстрировано, что точный контроль энергии импульсов позволяет записать сильные решетки (30 дБ) первого порядка ($\Lambda_{FBG} = 0.535$ мкм) с величиной двулучепреломления $1,2 \times 10^{-4}$. Качество брэгговских решеток первого порядка (сила решетки, спектральные искажения), записанных фс излучением со снятием оболочки, было ниже, чем у записанных УФ излучением, по причине влияния кривизны поверхности волокна на фокусировку излучения. Данная проблема была решена использованием специальной геометрии фокусировки через плоскую пластину с закрепленным на ней с помощью иммерсионной жидкости волокном, что позволило эффективно сфокусировать излучение в сердцевину волокна [22]. Другой метод компенсации кривизны волокна при записи был предложен в работе [23], где волокно помещалось в ферулу из прозрачного для записываемого излучения материала, которая позволила также точно сфокусировать излучение в сердцевину волокна. Дальнейшие шаги по развитию метода поточечной записи брэгговских решеток сделаны в [23], где авторам с помощью точной синхронизации момента записи и системы перемещения волокна удалось создать чирпированные решетки (с фазовым сдвигом, амплитудной модуляцией), которые могут использоваться для создания волоконных лазеров с распределенной обратной связью, в сенсорных технологиях и телекоммуникациях.

В работе [24] предложен новый метод записи брэгговских решеток от линии к линии, когда вместо точек в поточечном методе используются линии, что облегчает настройку при записи и снимает необходимость точной фокусировки в сердцевину волокна, однако скорость записи при этом снижается, так как требуется модифицировать большую область по сравнению с поточечной схемой записи.

Так как акрилатное защитное покрытие ВС прозрачно для фс излучения с $\lambda = 800$ нм, для записи ВБР в принципе не требуется предварительное удаление данного покрытия, что необходимо в случае УФ записи. Данный тип решеток, записанных через акрилатную оболочку, был продемонстрирован в [25], где решетка второго порядка имела амплитуду 16 дБ. Также решетка данного типа была записана через полиимидное покрытие с помощью фазовой маски [26], однако, для уменьшения порога записи во избежание разрушения покрытия авторы использовали волокно, насыщенное водородом. Это позволило записать решетки с амплитудой 3,5 дБ. Поскольку ВБР были записаны с использованием процедуры насыщения водородом, изменение Δn было уже заметно при температурах менее 100 °С.

При этом вместе с прикладными задачами создания различных оптических элементов, в процессе развития технологии фс записи также решались задачи фундаментальные - исследование физики процесса взаимодействия фс излучения с прозрачными материалами, выяснение процессов протекающих при фс модификации [27–29].

Помимо представленных выше возможностей технологии фс модификации прозрачных материалов, существует широкий класс задач, связанных с поверхностной модификацией непрозрачных материалов (металлы, полупроводники), где также проявляются особенности фемтосекундного взаимодействия по сравнению с более длительными импульсами, например, создание лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИПС, англ. аббревиатура – LIPSS, также встречается название таких структур

как «ripples»), которые были открыты спустя несколько лет после изобретения лазера и по сегодняшний день являются предметом исследований. Впервые ЛИПС наблюдались в экспериментах по исследованию лазерного разрушения полупроводников [30], где после воздействия излучения рубинового лазера, сфокусированного под углом 75° на поверхность Ge, были обнаружены полосы с периодом 2-3 мкм. Авторы работы при этом объясняли данный эффект дифракцией излучения на фокусирующей линзе, видимо, по этой причине он изначально не вызвал особого интереса. Позднее в [31] при исследовании поверхности германиевого выходного зеркала CO_2 лазера также были обнаружены периодические структуры, образование которых авторы объясняли интерференцией падающего и рассеянного излучения на частицах с поверхности зеркала. Целенаправленное исследование данных структур началось с работы по исследованию ЛИПС на поверхности никеля [32], в которой было сделано предположение об образовании структур вследствие интерференции падающего излучения и поверхностной волны, которое объясняло зависимость периода структур от угла падения излучения. Кроме полупроводников и металлов, данные структуры наблюдались на поверхности диэлектриков [33], свидетельствуя об общности явления образования ЛИПС. После накопления обширных экспериментальных данных по формированию ЛИПС на поверхности различных материалов, были предложены теоретические модели описания процесса. В [34] предлагается модель образования ЛИПС за счет интерференции падающего и рассеянного на неоднородностях поверхности излучения и образования положительной обратной связи роста неоднородностей с определенным периодом, которая описывает формулу зависимости периода от длины волны и угла падения. В [35] было предложено объяснение образования ЛИПС за счет интерференции воздействующего излучения и возбужденной поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) или, другими словами, поверхностного плазмон-поляритона [36].

С развитием фемтосекундных лазерных технологий началось исследование ЛИПС, индуцированных сверхкороткими лазерными импульсами. По аналогии с ЛИПС данные структуры наблюдались при воздействии на поверхность металлов [37], полупроводников [38] и диэлектриков [39]. Однако по сравнению с воздействием более длительных импульсов ЛИПС имеют следующие отличительные особенности: помимо структур с периодом сравнимым с длиной волны излучения (английская аббревиатура LSFL) наличие также мелкомасштабных структур (английская аббревиатура HSFL) с периодом много меньше длины волны излучения и ориентированных перпендикулярно поляризации излучения [40]; наличие мелкомасштабных неоднородностей на LSFL в отличие от однородных структур при длительных импульсах [41]; зависимость периода структур не только от длины волны и угла падения, но и от количества импульсов и потока энергии [42]. Кроме того, при фс длительности импульсов процесс поглощения энергии происходит при неравновесном тепловом состоянии электронной подсистемы и решетки, ЛИПС формируется гораздо позже после окончания импульса, что, по-видимому, и является причиной перечисленных особенностей ЛИПС [43]. Помимо этого, при фс длительности импульсов наблюдается формирование двумерных структур [44]. Образование данных ЛИПС также связывают с интерференцией поля падающего излучения и поля возбужденного поверхностного плазмон-поляритона [45]. Кроме того существуют и другие модели формирования ЛИПС, например, модель параметрического процесса [46] и генерации второй гармоники [47]. Поскольку данные структуры образуются вследствие абляции материала, то будем для определенности данный тип ЛИПС называть абляционными, чтобы отличать от термохимических, которые образуются вследствие окисления поверхности металла. Последний тип ЛИПС относительно недавно был продемонстрирован при облучении фс импульсами поверхности титана [48], где удалось создать структуры (с периодом близким к длине волны излучения) из оксида титана с

высокой степенью упорядоченности (разброс значений периода структур составляет ~ 1 нм на общей площади 1 мкм^2), при этом между данными структурами поверхность титана не претерпевала изменений. Однако авторы объясняют образование таких структур интерференцией рассеянного на поверхности и падающего излучений, а не взаимодействием падающего излучения и возбуждаемых поверхностных плазмонов. Очевидно, что эти два типа ЛИПС (абляционные и термохимические высокоупорядоченные), могут при определенных параметрах проявиться одновременно и, соответственно, влиять друг на друга. Количественные закономерности фемтосекундного лазерного наноструктурирования пока исследованы слабо и нуждаются в дальнейшем уточнении. Тем не менее, уже сейчас ведется активный поиск областей применения наноструктур, формируемых таким способом, для различных прикладных задач (см. подробнее параграф 1.3.2). По этой причине фемтосекундные режимы образования ЛИПС являются интересными как с точки зрения исследования механизмов образования ЛИПС, так и с точки зрения практического применения создаваемых структур. Как следует из представленного обзора, применение преимуществ технологии фс модификации показателя преломления для создания волоконных решеток также является актуальной задачей. При этом, помимо достаточно сложного титан-сапфирового лазера, большой интерес представляет использование новых типов фс лазеров, в частности, иттербиевого (как твердотельного, так и волоконного), обладающего высокой эффективностью генерации около 1 мкм .

Целью диссертационной работы является создание периодических структур высокого качества внутри световодов и на поверхности металлов методом поточечной записи фемтосекундным излучением иттербиевого лазера (как основной, так и второй гармоники). Для реализации поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

1. Исследовать процесс поглощения энергии фс излучения в зависимости от параметров излучения (в первую очередь от длины волны и энергии импульса) при фокусировке под поверхностью диэлектрика.
2. Разработать технологию фемтосекундной модификации показателя преломления внутри прозрачных диэлектриков и создать структуры с периодом от 0,5 мм до 0,5 мкм.
3. Исследовать влияние формы области модификации на спектральные характеристики решеток показателя преломления в волоконных световодах.
4. Исследовать характеристики волоконных решеток, записанных фемтосекундным излучением через пластиковую защитную оболочку световода, в том числе для их применений в качестве сенсоров температуры и деформации.
5. Исследовать особенности формирования лазерно-индуцированных периодических структур на поверхности различных металлов в зависимости от параметров падающего фс излучения.

Содержание диссертации изложено в пяти главах.

В первой главе, носящей обзорный характер, представлены механизмы взаимодействия фемтосекундного излучения с веществом, а именно физические процессы, связанные с распространением и поглощением фс импульса как при воздействии на прозрачные диэлектрики, так и на поверхность металлов. Описаны возможные режимы фемтосекундной модификации диэлектриков и основные отличия по сравнению с воздействием более длительных импульсов. Представлена теория волоконных решеток показателя преломления (длиннопериодных и брэгговских), существующие методы их создания. Кроме того, описаны основные модели формирования лазерно-индуцированных периодических структур на поверхности металлов.

Вторая глава посвящена сравнению эффективности поглощения на основной и второй гармонике излучения фемтосекундного иттербиевого лазера.

Представлена теоретическая модель, описывающая поглощение одиночного импульса в материале на основе нелинейного уравнения Шредингера. Показано, что эффективность поглощения на второй гармонике выше по сравнению с основной, однако размер области модификации меньше для излучения основной гармоники из-за более высокой степени нелинейности. Кроме того представлены результаты по расчету поглощения импульсов с $\text{TOI} \neq 0$. Определены оптимальные режимы модификации в данном случае.

В главе 3 представлены результаты по записи длиннопериодных волоконных решеток показателя преломления в стандартном телекоммуникационном световоде. Представлен метод записи ДПВР в нефоточувствительных световодах фс излучением и ограниченным щелью пучком. За счет более равномерной модификации показателя преломления внутри сердцевины волокна данный метод позволяет записать ДПВР с нерезонансными потерями $\leq 0,2$ дБ, при этом амплитуда резонансного пика заметно выше, чем в случае записи пучком с гауссовым профилем. Также показано, что амплитуду пика ДПВР можно увеличить посредством многократной записи (до 18.3 дБ).

Глава 4 посвящена созданию волоконных брэгговских решеток показателя преломления первого и второго порядка фс излучением с длиной волны 1026 нм через полиимидное защитное покрытие в световодах с легированной сердцевиной и чисто-кварцевой сердцевиной. Показано, что такие решетки имеют температурную стойкость до 350 °С и предел прочности по растяжению в 2 раза выше по сравнению с ВБР, записанной со снятием оболочки. Также представлены результаты по созданию суперструктурированных ВБР. Проведено сравнение спектров, полученных ВБР, с аналитическими выражениями для спектров однородных ВБР и расчетных спектров для суперструктурированных ВБР.

Глава 5 посвящена исследованию особенностей формирования самоориентируемых периодических структур на поверхности никеля и титана.

Экспериментально показано, что для формирования самоиндуцированных решеток на поверхности никеля использование фс излучения с длиной волны в ИК диапазоне эффективнее, чем излучение видимого диапазона. Также показано, что наблюдаемый поворот штрихов решеток относительно направления поляризации излучения зависит от расстояния между треками и направления движения пучка в смежных треках. Обнаружено формирование двумерных периодических решеток при двойном проходе лазерного пучка по одной и той же траектории, но с небольшой разницей в направлении поляризации между проходами. Предложено объяснение данного эффекта.

Кроме того, в данной главе представлены результаты по созданию высокоупорядоченных ЛИПС на титане при острой фокусировке фс излучения с различными направлениями сканирования относительно направления поляризации излучения. Продемонстрирована возможность записи ЛИПС с азимутальным и радиальным направлением структуры. Также как и в случае модификации никеля, был обнаружен поворот направления структуры в области схождения треков относительно направления поляризации излучения. Кроме того, показано, что формирование ЛИПС происходит различным образом при движении вдоль направления поляризации излучения и в поперечном направлении, при этом во втором случае ЛИПС имеют неоднородную структуру со слабовыраженной периодичностью в направлении перпендикулярном поляризации излучения.

В заключении формулируются основные результаты и объявляются благодарности. В конце приводится список цитируемой литературы.

Основные результаты работы опубликованы в рецензируемых журналах [49–54] и материалах конференций [55–60]. Материалы работы были доложены лично на следующих конференциях: международная конференция «Fundamentals of Laser Assisted Micro- & Nanotechnologies» (24-28 июня 2013 г., Санкт-Петербург), на 15-ой и 16-ой международных конференциях «Laser Optics 2012» и «Laser Optics 2014» (25-29 июня 2012 г., 30 июня -4 июля, Санкт-

Петербург), на «Российском семинаре по волоконным лазерам» (14-18 апреля 2014г., Новосибирск), международной конференции «23th International Laser Physics Workshop» (14–18 июля, 2014, София, Болгария). Результаты также докладывались на научных семинарах Института автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск (9 октября 2014, 20 ноября 2014).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Эффективность поглощения излучения при фемтосекундной лазерной объемной модификации плавленого кварца для второй гармоники выше, чем для основного излучения иттербиевого лазера. Размер области модификации меньше при длине волны 1030 нм из-за более высокой степени нелинейности процесса модификации.
2. Фемтосекундная запись длиннопериодных волоконных решеток в нефоточувствительных световодах ограниченным щелью пучком позволяет уменьшить нерезонансные потери и увеличить амплитуду резонансного пика.
3. Запись волоконных брэгговских решеток фемтосекундным излучением через полиимидное защитное покрытие световода (как с германо-силикатной, так и с чисто кварцевой сердцевиной) позволяет создавать волоконные датчики температуры с рабочим диапазоном до 350 °С и пределом прочности по растяжению в 2 раза превышающий предел волоконных брэгговских решеток, записанных со снятием оболочки.
4. Поворот штрихов самоориентирующихся поверхностных решеток относительно направления поляризации излучения зависит от расстояния между треками и направления движения пучка в смежных треках. При двойном проходе лазерного пучка по одной и той же траектории, но с небольшой разницей в направлении поляризации излучения между проходами, возможно формирование двумерных периодических решеток. Формирование высокоупорядоченных периодических решеток

происходит различным образом при движении вдоль и поперек направления поляризации излучения.

Глава 1 Обзор литературы по фемтосекундной модификации материалов

1.1. Механизмы взаимодействия фемтосекундного излучения с веществом

1.1.1. Особенности распространения и воздействия ультракоротких импульсов на материал

Рассмотрим основные особенности распространения фс импульсов в веществе, поскольку в любом эксперименте по воздействию лазерного излучения на материал, необходимо понимать какие эффекты оказывают влияние на сверхкороткий импульс при его распространении от источника излучения до фокусирующей оптики, и в самом материале при фокусировке под поверхностью.

Дифракционная расходимость пучка

Как любой лазерный пучок, имеющий конечные поперечные размеры, фемтосекундный импульс с поперечным размером $r_{FWHM} = 2.1$ мм (ширина на полувысоте максимума интенсивности) испытывает дифракционную расходимость, характеризуемую для гауссовых пучков длиной Рэлея $L_{diff} = kr_0^2 / 2 = \pi n_0 r_{FWHM}^2 / \lambda_0 2 \ln 2$, на которой радиус пучка увеличивается в $\sqrt{2}$ раз (r_0 - радиус пучка по уровню $1/e^2$). Данная величина для приведенных выше параметров пучка и длины волны 1026 нм равна 9.7 м. Реальные пучки все же отличаются от идеальных гауссовых пучков. Это отличие характеризуется параметром качества $M^2 = \theta / \theta_{gauss}$, где $\theta_{gauss} = \lambda_0 / \pi r_0$ - угол расходимости для гауссова пучка, θ - угол расходимости для реального пучка, полная угловая расходимость $\Theta = 2\theta$. Величина $M^2 < 1.1$ для лазерных систем, предназначенных для микрообработки материалов, где необходимо высокое

качество пучка. При параметрах пучка, обозначенных выше, $\theta_{gauss} = 0.18$ мрад, тогда как расходимость реального пучка с $M^2 = 1.1$ равна 0.198 мрад.

Дисперсионное распывание импульса

Важную роль в рассмотрении распространения фемтосекундного импульса играет эффект дисперсионного распывания импульса в среде с дисперсией групповых скоростей $k'' = d^2k / d\omega^2 \Big|_{\omega_0} \neq 0$. При нормальной дисперсии групповых скоростей ($k'' > 0$) длинноволновые спектральные компоненты имеют большую групповую скорость чем коротковолновые компоненты, что приводит к положительной частотной модуляции импульса ("up-chirp") и временному распыванию импульса согласно следующему выражению [61]:

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_{disp}} \right)^2} = \sqrt{\tau_0^2 + \left(\frac{k'' z}{\tau_0} \right)^2}$$

где $L_{disp} = \tau_0^2 / |k''|$ - дисперсионная длина, которая показывает на каком расстоянии происходит увеличение длительности импульса в $\sqrt{2}$ раз. Дисперсионная длина зависит от начальной длительности импульса (τ_0 - длительность импульса по уровню 1/e) и величины дисперсии групповых скоростей материала на длине волны излучения. Оценим данную величину для длины волны 1026 нм, начальной длительности $\tau_{FWHM} = 232$ фс (ширина по полувысоте интенсивности) в воздухе и плавленном кварце. Поскольку $\tau_{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2} \times \tau_{e^{-2}} = 2\sqrt{\ln 2} \times \tau_{e^{-1}}$, длительность импульса $\tau_0 = 138$ фс. Величина дисперсии групповых скоростей для плавленого кварца на длине волны 1026 нм равна $k''(1026 \text{ нм}) = 189 \text{ фс}^2/\text{см}$. Подставляя данные значения в формулу для расчета дисперсионной длины получаем значение $L_{disp} = 100$ см, тогда как, например, для длительности 10 фс дисперсионная длина равна 5.2 мм. При прохождении в материале расстояния ≈ 1 см (характерное расстояние

при прохождении через фокусирующую оптику) длительность импульса изменится с 138 фс на 0,01 %, поскольку для воздуха величина $k_{air}'' \ll k_{fused\ silica}''$ (на несколько порядков), то расплыванием импульса на характерных масштабах экспериментальной установки ≈ 100 см можно также пренебречь, тогда как при использовании более коротких импульсов ≈ 10 фс расплывание как в материале, так и в воздухе может быть существенным.

Самофокусировка импульса

Перейдем к рассмотрению влияния нелинейных эффектов взаимодействия излучения с веществом, к которым относится явление самофокусировки. Нелинейные эффекты начинают сказываться при достаточно высокой интенсивности излучения, именно для сверхкоротких импульсов она может достигать таких значений при сравнительно невысокой энергии импульса. Например, интенсивность $I = 10^{14}$ Вт/см² при длительности импульса $\tau_{e^{-2}} = 100$ фс, сфокусированного до $r_{e^{-2}} = 1$ мкм, может быть получена при сравнительно небольшой энергии $E = \pi\sqrt{\pi}I\tau_{e^{-2}}r_{e^{-2}}^2 / 2\sqrt{2} = 200$ нДж. Однако, при такой интенсивности излучения начинают сказываться нелинейные эффекты при распространении импульса, поскольку нелинейный показатель преломления плавленого кварца $n_2 \approx 10^{-16}$ см²/Вт [62], и согласно следующей формуле добавка к линейному показателю преломлению становится существенной $n = n_0 + n_2I$ и зависит от интенсивности. Так как интенсивность имеет гауссово распределение вдоль радиуса, показатель преломления на оси пучка будет больше чем на краях, поэтому среда начинает вести себя как положительная линза, фокусируя излучение к оси пучка. Поскольку наряду с процессом самофокусировки присутствует процесс дифракционной расходимости, при превышении порогового значения мощности самофокусировка превалирует над дифракцией:

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}$$

Для плавленого кварца $P_{cr} = 3.6$ МВт при длине волны 1026 нм и 0.9 МВт на длине волны 513 нм. Однако, при достижении данной пороговой мощности, самофокусировка произойдет на расстоянии, определяемом для гауссовых пучков по следующей формуле [63]:

$$L_c = \frac{0.367L_{diff}}{\sqrt{\left[\left(P_{in} / P_{cr} \right)^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219}}$$

где P_{in} - мощность импульса. Данная формула применима для диапазона мощностей $P_{in} < 100 P_{cr}$, поскольку при больших мощностях начинает сказываться эффект модуляционной неустойчивости.

1.1.2. Процессы взаимодействия с диэлектриками

Как уже было отмечено выше, взаимодействие фемтосекундных импульсов с прозрачными диэлектриками имеет свои особенности, которые будут рассмотрены в данном параграфе. Процесс фемтосекундной модификации прозрачных диэлектриков можно условно разделить на следующие этапы, которые подробно будут описаны ниже: процесс нелинейного поглощения излучения и ионизации вещества, перенос энергии возбужденных электронов решетке, разогрев материала, приводящий к трансформации структуры и изменению свойств вещества, последующее остывание до первоначальной температуры. Данные процессы происходят на различных временных масштабах, что делает возможным их отдельное рассмотрение. Кроме того, именно, временные масштабы процесса взаимодействия импульса с веществом и является первостепенным фактором, определяющим уникальные свойства фемтосекундной модификации по сравнению с более длительными импульсами (>10 пс). Для плавленого кварца это время равно ≈ 10 пс, за которое происходит электрон-фононная релаксация.

Поскольку в течение поглощения импульса при его взаимодействии с веществом диссипации энергии не происходит, поглощение импульсов длительностью меньше этого времени происходит наиболее эффективно.

Образование плазмы в процессе фемтосекундной модификации

Поскольку для процесса фс модификации необходимо достичь определенной концентрации свободных электронов, то в первую очередь рассмотрим процесс образования свободных электронов при поглощении излучения.

Процесс взаимодействия фемтосекундного излучения с диэлектриками будет нелинейным, поскольку для диэлектриков ширина запрещенной зоны (между зоной проводимости и валентной зоной) превышает энергию одного фотона (видимого и ИК области спектра), и процесс поглощения излучения заведомо будет носить нелинейный характер. Например, для плавленого кварца ширина запрещенной зоны равна 7,6 эВ, тогда как энергия одного кванта ($\lambda = 1026$ нм) равна 1,2 эВ требуется как минимум 7 квантов с суммарной энергией, превышающей 7,6 эВ для ионизации одного электрона. При уменьшении длины волны вдвое ($\lambda = 513$ нм) требуется уже 4 фотона, поскольку энергия каждого фотона в 2 раза выше.

В зависимости от параметров фс излучения на начальном этапе основной вклад в ионизацию электронов могут вносить как многофотонная, так и туннельная ионизация [27]. После образования затравочных свободных электронов определяющую роль начинает играть лавинная ионизация, за счет которой происходит дальнейший экспоненциальный рост концентрации электронов. Данный факт объясняет причину малого изменения порогового значения по интенсивности для начала процесса фс модификации при изменении величины запрещенной зоны, наблюдаемой в экспериментах [64].

Многофотонная и туннельная ионизация

Как уже было сказано выше, фс взаимодействие с веществом - многофотонный процесс, когда в одном акте взаимодействия участвуют

несколько фотонов с суммарной энергией, превышающей ширину запрещенной зоны (рис. Рис. 1.1 справа). Количество фотонов необходимых для преодоления запрещенной зоны определяют фотонность процесса $K = \left\lfloor E_g / \hbar\omega \right\rfloor + 1$, где E_g - энергия ионизации, $\hbar\omega$ - энергия одного кванта с частотой ω . Поскольку скорость процесса пропорциональна интенсивности в степени K :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho_{BD}}{t_p} \left(\frac{I}{I_{MPA}} \right)^K$$

где ρ - плотность свободных электронов, ρ_{BD} - критическая плотность плазмы, t_p - длительность импульса, I_{MPA} - порог многофотонной ионизации (для плавленого кварца и длины волны 800 нм $I_{MPA} = 25$ ТВт/см²), то при превышении значения интенсивности I_{MPA} - вклад многофотонной ионизации становится существенным.

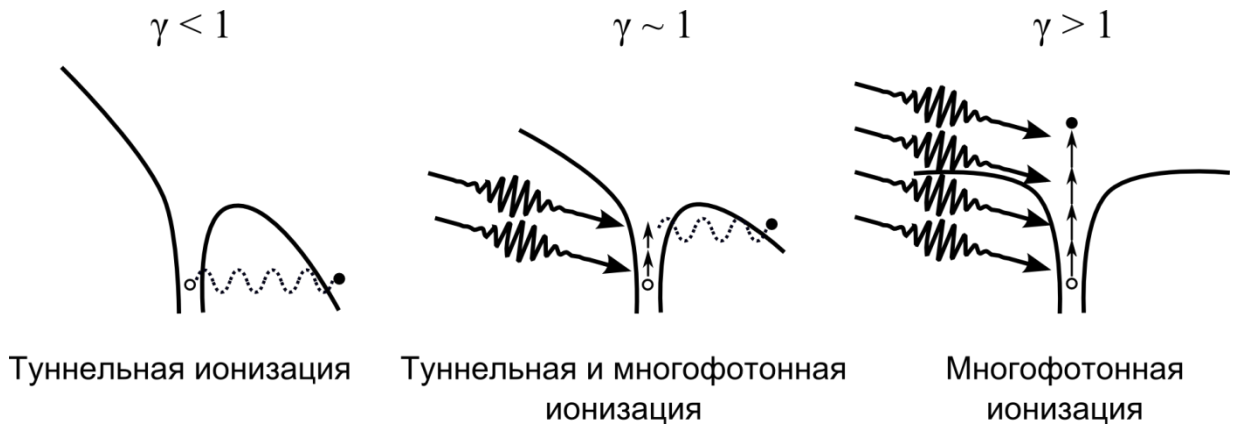


Рис. 1.1 Процесс многофотонной и туннельной ионизации в зависимости от параметра Келдыша

При туннельной ионизации в сильном поле падающего излучения происходит деформация кулоновского потенциала как показано на Рис. 1.1 слева, при этом электрон может туннелировать через потенциальный барьер. Такой тип ионизации реализуется для большой амплитуды поля и низкой частоты падающего излучения. При промежуточном варианте туннельной и

многофотонной ионизации электрон может поглотить энергию нескольких фотонов и далее туннелировать через потенциальный барьер.

Параметр Келдыша γ определяет преобладание туннельной или многофотонной ионизации:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m^* c n \epsilon_0 E_g}{I}}$$

где ω - частота излучения, E_g - энергия ионизации, I - интенсивность, $m^* = 0.5m_e$ - приведенная масса электрона, e - заряд электрона, c - скорость света и n - показатель преломления.

При $\gamma > 1$ преобладает многофотонная ионизация, при $\gamma < 1$ преобладает туннельная ионизация. В промежуточном состоянии $\gamma \approx 1$ реализуется как многофотонная так и туннельная ионизация.

Оценим значение параметра Келдыша для характерных интенсивностей при фемтосекундной модификации ($I = 25 \text{ ТВт/см}^2$) на длине волны 513 и 1026 нм для плавленого кварца $E_g = 7.6 \text{ эВ}$, $\gamma_{513} = 2$ и $\gamma_{1026} = 1$. При этом напряженность поля равна $E \text{ [В/см]} = \sqrt{2I / c n \epsilon_0} = 27.4 \sqrt{I / n} \text{ [Вт/см}^2] = 1.2 \times 10^8 \text{ В/см}$. Тогда как при больших полях сравнимых с внутриатомными $E_{at} = 5 \times 10^9 \text{ В/см}$ параметр Келдыша при длине волны 513 нм равен 0.04, что свидетельствует о преобладании туннельной ионизации. При этом интенсивность излучения при этом равна $4.3 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, что превышает порог разрушения материала в случае плавленого кварца.

Лавинная ионизация

Помимо многофотонной и туннельной ионизации, рассмотренных ранее, в процессе образования свободных электронов ключевую роль играет лавинная ионизация. Свободные электроны, образовавшиеся посредством многофотонной или туннельной ионизации поглощают несколько фотонов с суммарной энергией, превышающей энергии ионизации, далее посредством электронного удара происходит обмен энергией со связанными электронами и их

ионизация, в результате чего образуются дополнительные свободные электроны, так происходит лавинообразный рост плотности плазмы:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{n^2} \frac{\sigma}{E_g} \rho I$$

где σ – сечение тормозного поглощения [65]. Такой рост плотности плазмы продолжается до достижения критической плотности $\rho_{BD} = \varepsilon_0 m_e \omega_p^2 / e^2$, при которой плазменная частота ω_p сравнивается с частотой падающего излучения ω и плазма становится непрозрачной, поэтому практически вся энергия (за исключением отраженной от плазмы энергии) импульса поглощается плазмой. При этом считается, что оптический пробой наступает именно при достижении внутри материала данного значения плотности плазмы. Для длины волны 1026 нм значение критической плотности плазмы составляет $\rho_{BD} = 1.06 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

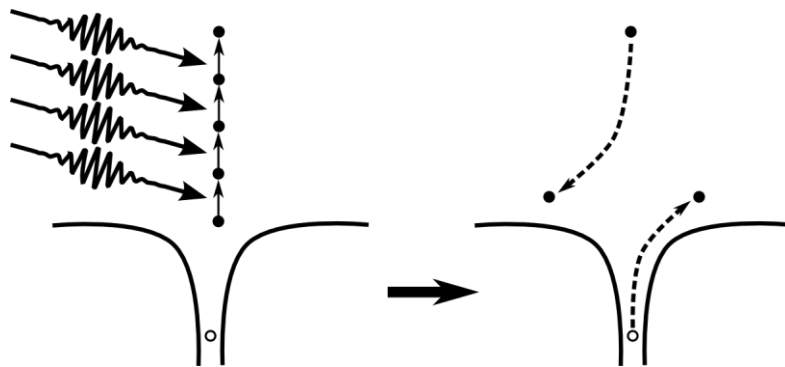


Рис. 1.2 Лавинная ионизация

Передача энергии от возбужденных электронов решетке

Свободные электроны, образовавшиеся посредством многофотонной, лавинной, туннельной ионизации, обладают кинетической энергией, которую они передают фононам посредством электрон-фононного взаимодействия. Таким образом, происходит передача энергии электронов решетке материала. Поскольку время передачи энергии к решетке происходит на масштабах ≈ 10 пс, т.е. намного больших, чем длительность самого импульса, то, как уже было отмечено выше, процесс поглощения энергии происходит наиболее

эффективно. По данной причине модификация, созданная ультракороткими импульсами, отличается по качеству воздействия в сравнении с более длительными импульсами. Также это объясняется и тем фактом, что при фс длительности для достижения пороговой интенсивности требуется меньшая энергия импульса. Свободные электроны, образовавшиеся в процессе нелинейного поглощения импульса, могут выступать в качестве затравочных электронов для процесса лавинной ионизации, тем самым определяя процесс модификации.

Режимы модификаций

Посредством ионизационных процессов: многофотонной, туннельной лавинной ионизации, происходит передача энергии фс импульса к свободным электронам, образующих плазму. Далее эта энергия перераспределяется посредством электрон-фононных взаимодействий в энергию решетки, приводя к различным видам модификации материала. Всего выделяют три вида модификаций: плавное изменение показателя преломления, формирование двулучепреломляющего изменения показателя преломления, образования пустот. Режим модификации зависит не только от свойств самого излучения (длительность импульса, энергия, длина волны), но и от свойств материала. Поскольку плавленый кварц является основным материалом для производства оптических компонент, остановимся более подробно именно на нем. Но перед рассмотрением основных типов модификации немного остановимся на структуре плавленого кварца, так как именно ее изменения приводят к изменению показателя преломления. На Рис. 1.3 представлено строение различных модификаций оксида кремния от кристаллического (кварц) до аморфного (плавленый кварц). Основу кристаллического и аморфного кварца составляет тетраэдрная структура, состоящая из центрального атома кремния (Si) и 4 атомов кислорода (O), находящихся в вершинах тетраэдра, при этом каждый атом кислорода связан не только с центральным атомом кремния, но и соседним атомом кремния из соседней структуры. Таким образом, химическая

формула такого вещества – SiO_2 . Наличие дальнего порядка в расположении данных структур соответствует кристаллической структуре кварца. Наличие же только ближнего порядка соответствует аморфной модификации кварца - плавленый кварц. Ближний порядок характеризуется наличием 5,6-членных кольцевых структур.

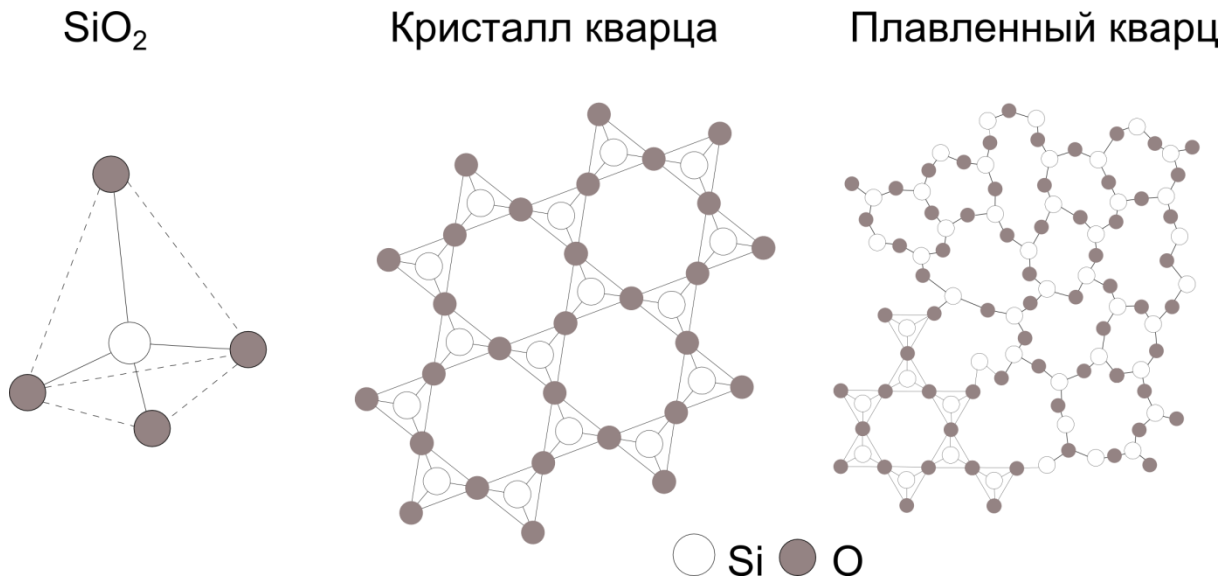


Рис. 1.3 Тетраэдрная структура SiO_2 , структура кристалла кварца и плавленого кварца

Плавное изменение показателя преломления

Данный тип модификации используется для записи волноводов в плавленом кварце [66] и других материалах [67], созданию волоконных брэгговских [20] и длиннопериодных решеток [15] в нефоточувствительных материалах, и других оптических компонент [68]. Плавное изменение показателя преломления реализуется при низких энергиях импульса, превышающих порог по модификации (для импульса 100 нДж и 100 фс при 800 нм и числовой апертуре объектива $\text{NA}=0.6$). Было показано, что воздействие таких импульсов приводит к локальному разогреву материала и последующему остыванию, при этом плотность материала в области воздействия излучения увеличивается, что связывают с изменением структуры материала [69] - образованием трех и четырехчленных кольцевых структур (Рис. 1.4), вместо

пяти и шестичленных. Это приводит к уменьшению угла связи в структурах и, следовательно, уплотнению структуры. Данные результаты были получены путем исследования модифицированного плавленого кварца методом рамановской спектроскопии. Наличие таких кольцевых структур приводит к увеличению плотности материала, и, следовательно, росту показателя преломления. Образование центров окраски также может привести к росту показателя преломления согласно соотношению Крамерса-Кронига [67], что является также одним из механизмов изменения показателя преломления фоточувствительных волокон при записи УФ излучением [70]. Данные центры окраски (SiE' дефект - Рис. 1.5) были обнаружены методом электронного парамагнитного резонанса исследования образца после облучения фс излучением, [71], также было обнаружено формирование NBOHC (Non-bridging Oxygen Hole Center дефект - Рис. 1.5) [1]. Дефект SiE' характеризуется наличием свободной связи у атома кремния (неспаренного электрона), тогда как NBOHC дефект характеризуется наличием неспаренного электрона у атома кислорода, который не имеет связи с другим атомом кремния. Однако, с увеличением температуры концентрация центров окраски спадает гораздо быстрее чем изменение показателя преломления, что свидетельствует о второстепенной роли данного механизма в формировании изменения Δn .

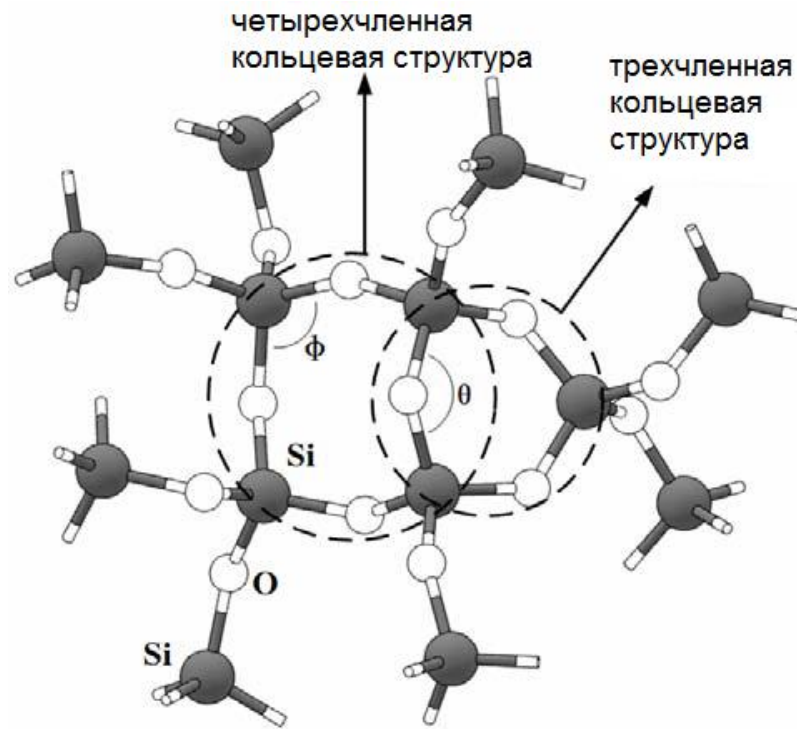


Рис. 1.4 Структура плавленого кварца после воздействия фс излучения (четырёх и трёхчленные кольцевые структуры)

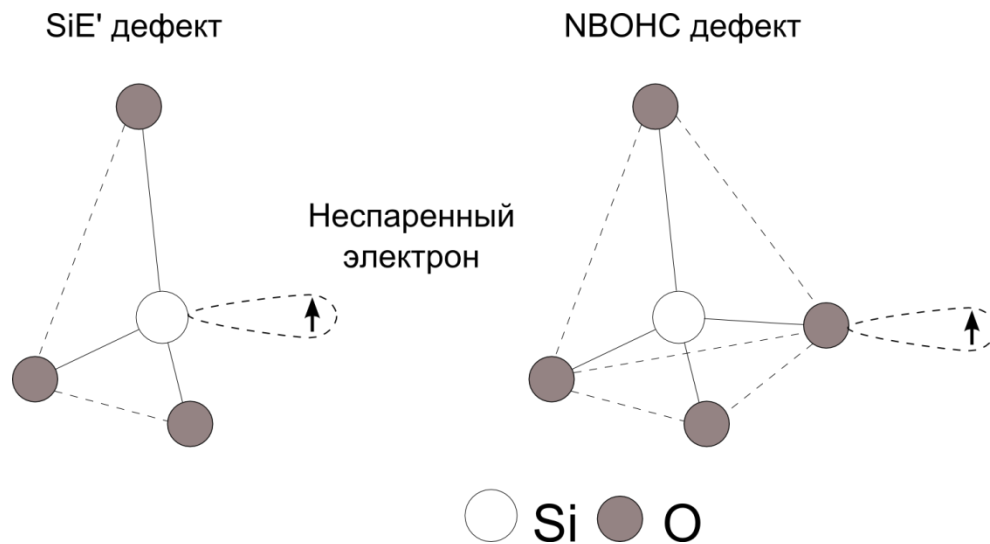


Рис. 1.5 Структура SiE' и NBOHC дефектов в плавленном кварце, после воздействия фс импульса

Помимо вышеизложенных источников изменения показателя преломления при фс модификации также выделяют тепловую модель изменения показателя преломления, в соответствии с которой увеличение

показателя преломления в области воздействия происходит за счет стремительного (10^8 К/с) охлаждения модифицированной области с высокой температурой, при этом показатель преломления плавленого кварца увеличивается, если происходит его стремительное охлаждение с высоких температур, достигаемых за счет образовавшейся плазмы в области фокусировки [72], что приводит к структурным изменениям аналогичным вышеописанным. Хотя механизмы плавного изменения показателя преломления все еще остаются предметом исследований, на данный момент считается, что все вышеописанные механизмы могут влиять на результирующий Δn , и преобладание того или иного механизма зависит как от параметров записи, так и свойств самого материала [73].

Двулучепреломляющее изменение показателя преломления

При повышении энергии импульса до 150-500 нДж при неизменных параметрах фокусировки и длительности импульса реализуется двулучепреломляющий режим модификации, впервые обнаруженный в работе [74], где исследовалась дифракционная эффективность записанных в плавленом кварце линий, в зависимости от направления поляризации записываемого излучения. Было показано наличие большого количества порядков дифракции для определенного направления поляризации фс излучения. При этом объяснения наведенной анизотропии дано не было. Позднее при исследовании области модификации с помощью сканирующего электронного микроскопа было показано, что область воздействия состоит из периодических наноструктур, с ориентацией, зависящей от направления поляризации падающего излучения [75]. Методом оже-спектроскопии было установлено, что наноструктуры состоят из областей с изменяющейся концентрацией кислорода. Также было показано, что период структур уменьшается при увеличении количества импульсов воздействия. В этой же работе предложен возможный механизм образования данных структур - взаимодействие образовавшейся плазмы с записываемым излучением. Методом травления области

модификации плавиковой кислотой было установлено, что различные области наноструктур имеют различную скорость травления, поэтому такие структуры могут быть визуализированы таким способом [76]. Было также показано, что порог образования структур увеличивается с уменьшением длительности импульса. Данный режим модификации применяется для изготовления наноразмерных капилляров для биомедицинских применений [77], для изготовления анизотропного отражателя [39], чувствительного к направлению поляризации зонной пластинки Френеля [78] и других оптических компонент чувствительных к направлению поляризации, в том числе преобразователей для получения радиальной и аксиальной поляризации [79].

Образование пустот

При дальнейшем повышении энергии импульса свыше 500 нДж (при длине волны 800 нм, 100 фс импульсе и числовой апертуре объектива $NA=0.6$), то есть при превышении значения интенсивности 10^{14} Вт/см², в фокальной области происходит стремительный рост плотности свободных электронов и давления ≈ 10 ТПа [80], значительно превышающего значения модуля Юнга для плавленого кварца (70 ГПа) что в свою очередь приводит к микровзрыву и образованию волны сжатия, распространяющейся из фокальной области. После чего образуется либо область с пониженной плотностью материала (уменьшение показателя преломления), либо образованием микропустот, при этом соседняя область испытывает сжатие и, следовательно, увеличение плотность материала и показателя преломления [81]. Данный тип модификации использовался при создании 3-х мерных элементов памяти [2], формированию наноканалов [82].

Различие в процессах модификации длинными (нс и пс) и сверхкороткими (фс) импульсами

Поглощение энергии импульса образовавшейся плазмой приводит к локальной модификации материала, однако этот процесс отличается для длинных и коротких импульсов. Поскольку время передачи энергии от

электронов к ионам решетки составляет ≈ 10 пс, то для импульсов с длительностью больше 10 пс происходит передача энергии к ионам решетки на временах сравнимых с длительностью импульса и пороговое значение энергии для модификации определяется относительной скоростью поглощения энергии и температурной диффузии, поскольку для модификации материала необходимо достичь определенного значения температуры (плавления или стеклования). По данной причине область модификации для длинных импульсов больше, чем для фс импульсов, также это объясняет различия зависимостей порога (плотность энергии) по модификации (разрушение, пробой) от длительности импульсов для длинных импульсов $\sim \sqrt{t_p}$ [83], что нарушается для импульсов короче 10 пс. Как было отмечено выше, лавинная ионизация играет ключевую роль в процессе образования плазмы и, следовательно, модификации материала. Для пс импульсов лавинная ионизация может инициироваться только электронами неоднородностей, присутствующих в стекле, но так как их концентрация может изменяться, порог по модификации будет также варьироваться, что приводит к непредсказуемому воздействию на материал. Дело обстоит иначе в случае фс импульсов, в этом случае за счет многофотонной ионизации создается достаточное количество затравочных электронов для начала лавинной ионизации, и поэтому порог для модификации не так критично зависит от концентрации неоднородностей, что делает фс режим модификации более предсказуемым [84].

1.1.3. Процессы взаимодействия с металлами

Процесс взаимодействия фемтосекундного импульсов с металлами имеет ряд значительных отличий по сравнению с диэлектриками. Во-первых, в металлах уже присутствуют свободные электроны, которые ускоряются в поле падающего излучения, вызывая ослабление импульса за счет поглощения энергии. Эти "горячие" электроны посредством электрон-электронного взаимодействия, происходящего на временах нескольких фемтосекунд,

передают свою энергию остальным электронам, тем самым приводя к равновесию в электронной подсистеме. Эти процессы протекают в приповерхностном слое толщиной ≈ 100 нм, определяемой величиной скин-слоя для данного металла. Таким образом, формируются две равновесные подсистемы: «горячие» электроны и холодная решетка, которые приходят к тепловому равновесию посредством электрон-фононного взаимодействия на временах нескольких пикосекунд. После стремительного повышения температуры решетки в зависимости от величины поглощенной энергии происходит плавление материала на временах от нескольких до сотен пикосекунд и процесс абляции на временах от нескольких десятков пикосекунд до нескольких нс. Абляция может происходить посредством различных физических процессов: испарения материала, скалывания или отслаивания (англ. spallation) и фрагментации. После завершения процесса абляции поверхность материала стремительно остывает и, в зависимости от параметров излучения реализуются различные виды поверхностных структур: от формирования периодических структур до наноцилиндров и наночастиц.

1.2. Волоконные решетки показателя преломления

1.2.1. Теория брэгговских и длиннопериодных волоконных решеток

Волоконная решетка показателя преломления – это участок волоконного световода с периодической модуляцией показателя преломления внутри сердцевинки с периодом Λ . Электромагнитную волну, распространяющуюся в волоконном световоде, можно представить в виде комбинации направляемых и излучательных мод световода. Направляемым модам соответствует набор постоянных распространения β_i , в то время как излучательные моды образуют континуум β . Волоконные решетки связывают различные моды световода, которые в отсутствие возмущений распространяются без взаимодействия друг с другом.

В зависимости от типа решетки (длиннопериодная или брэгговская) основная мода будет взаимодействовать с оболочечными или направляемыми модами световода. Данное взаимодействие мод волоконного световода описывается с помощью теории связанных мод, в рамках которой предполагается, что на определенной длине волны только две моды удовлетворяют условию фазового синхронизма и, следовательно, могут эффективно передавать друг другу энергию. Кроме того, предполагается, что поля мод в присутствии слабого периодического возмущения остаются неизменными. Две моды с постоянными распространения β_i и β_j взаимодействуют на однородной решетке показателя преломления, если выполняются условие фазового синхронизма:

$$\beta_i \pm \beta_j = \frac{2\pi(n_{eff}^i \pm n_{eff}^j)}{\lambda} = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (1.1)$$

где m - целое число, характеризующее порядок, в котором реализуется межмодовое взаимодействие, $n_{eff}^{i,j}$ - эффективный показатель преломления мод i, j , а λ - длина волны излучения в вакууме. Знак «-» в выражении (1.1) соответствует случаю мод распространяющихся в одном направлении, знак «+» случаю противоположно направленных мод.

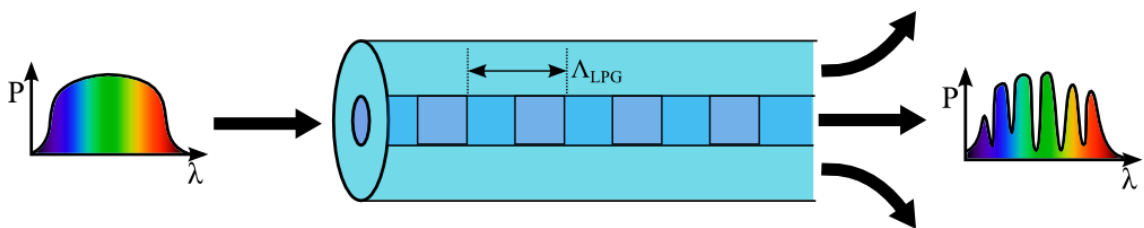


Рис. 1.6 Схема работы длиннопериодной решетки

Длиннопериодные волоконные решетки (ДПВР) связывают моду сердцевины волоконного световода с модами оболочки, которые распространяются в том же направлении (Рис. 1.6). Энергия, перешедшая в оболочечную моду, ослабляется за счет поглощения и рассеяния в защитном покрытии на неочищенном участке волоконного световода, что приводит к появлению сильного резонансного провала в спектре пропускания решетки.

Эффективное связывание фундаментальной моды сердцевины и оболочечных мод происходит на резонансной длине волны:

$$\lambda_{LPG} = (n_{eff}^{core} - n_{eff}^{clad}) \Lambda_{LPG} \quad (1.2)$$

где n_{eff}^{core} - эффективный показатель преломления основной моды световода, n_{eff}^{clad} - эффективный показатель преломления моды оболочки световода.

Поскольку ДПВР связывают сонаправленные моды с близкими значениями постоянной распространения ($n_{eff}^{core} \approx n_{eff}^{clad}$) период таких решеток может значительно превосходить длину волны излучения, распространяющегося по световоду ($\Lambda_{LPG} = 0,1-1$ мм). Глубина пика поглощения ДПВР является осциллирующей функцией $S = \sin^2(k_{LPG}L)$, где $k_{LPG} = \pi \Delta n \eta_{LPG} / \lambda_{LPG}$ - коэффициент связи, η_{LPG} - доля мощности основной моды, распространяющейся по сердцевине волоконного световода. При $k_{LPG}L = \pi / 2$ на длине волны λ_{LPG} происходит полная передача энергии из моды сердцевины в соответствующую моду оболочки.

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) связывают моду сердцевины волоконного световода с той же модой, распространяющейся в противоположном направлении (Рис. 1.7). Это означает, что распространяющееся по световоду излучение отражается от решетки на определенной длине волны:

$$\lambda_{FBG} = \frac{2n_{eff}^{core} \Lambda_{FBG}}{m} \quad (1.3)$$

где m - дифракционный порядок. Соответственно в спектре пропускания будет провал на данной длине волны. Как видно из данного выражения $\Lambda_{FBG} \approx 0,5$ мкм для ВБР первого порядка ($m = 1$) и резонансной длине волны 1550 мкм.

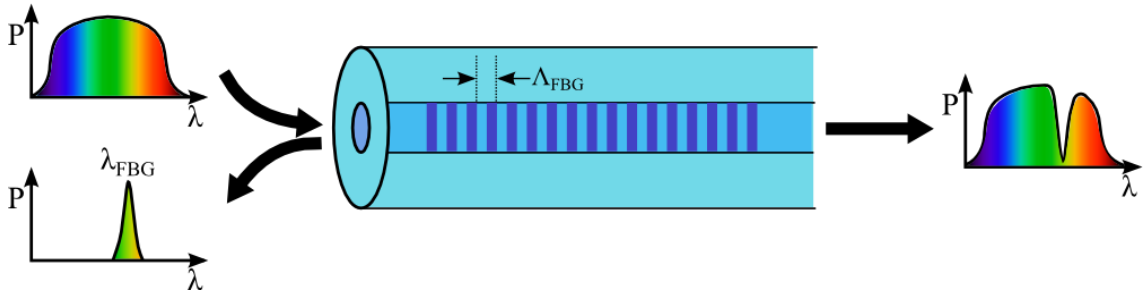


Рис. 1.7 Схема работы брэгговской решетки

Для однородной решетки длиной L коэффициент отражения R на резонансной длине волны λ_{FBG} выражается как $R = \tanh^2(k_{FBG}|L)$, где k_{FBG} - коэффициент связи, который, как и в случае ДПВР выражается соотношением [85]: $k_{FBG} = \pi \Delta n_{\text{mod}} \eta_{FBG} / \lambda_{FBG}$

Как следует из выражения (1.3) резонансная длина волны ВБР будет изменяться при изменении температуры волоконного световода и от приложенных к нему механических растягивающих или сжимающих напряжений согласно следующему выражению:

$$\delta\lambda_{FBG} = 2n_{\text{eff}}^{\text{core}} \Lambda_{FBG} \left(\left[1 - \frac{(n_{\text{eff}}^{\text{core}})^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] \right] \varepsilon + \left[\alpha + \frac{1}{n_{\text{eff}}^{\text{core}}} \frac{dn_{\text{eff}}^{\text{core}}}{dT} \right] \delta T \right) \quad (1.4)$$

где δT - изменение температуры, ε - приложенное механическое напряжение, P_{ij} - коэффициенты Поккельса упругооптического тензора, ν - коэффициент Пуассона, α - коэффициент теплового расширения кварцевого стекла.

1.2.2. Методы записи волоконных решеток

Стандартный метод записи волоконных решеток основан на воздействии УФ излучения (например, на длине волны второй гармоники аргонового лазера равной 244 нм) на сердцевину светочувствительного волокна (например, легированного германием или насыщенным водородом), поскольку основной пик поглощения германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ) лежит именно в данном диапазоне. Воздействие УФ излучения приводит к образованию центров окраски что в свою очередь и сказывается на изменении показателя преломления [86]. В зависимости от концентрации германия и

параметров записывающего излучения выделяют несколько типов фоточувствительности, и, следовательно, решеток показателя преломления, отличающихся по своим свойствам: стойкости к высоким температурам, поведение наведенного показателя преломления в зависимости от дозы излучения и др.[85]. Фоточувствительность I типа характеризуется монотонным ростом значения показателя преломления при увеличении дозы облучения при низкой молярной концентрации германия в сердцевине волокна менее 20 %. При этом деградация записанных решеток начинается при температурах 250-300 °С. При большей концентрации германия в сердцевине волокна реализуется Па тип фоточувствительности, при котором амплитуда наведенного показателя преломления после первоначального роста на начальном этапе падает до нуля и возрастает вновь до уровня насыщения. При этом решетки типа Па имеют высокую стойкость к температурным воздействиям до 600 °С, после чего при дальнейшем повышении температуры отжигаются в диапазоне 600-800 °С. При воздействии мощных УФ импульсов с плотностью энергии ≈ 1 мкДж/см² происходит частичное плавление границы сердцевины и оболочки, что приводит к существенному наведенному изменению показателя преломления. Данные решетки принято обозначать - решетки типа II. По температурной стойкости они имеют максимальную стойкость по сравнению с другими решетками, записанными УФ излучением, вплоть до 1000 °С, однако, создание таких решеток сопряжено с техническими трудностями, а именно сложности контроля воздействия, в том числе из-за нестабильности энергии импульса записывающего излучения. Помимо увеличения концентрации германия для увеличения фоточувствительности световодов применяют метод насыщения сетки стекла молекулярным водородом, при котором волокно помещается в камеру с водородом при давлении в ~ 100 атм. При этом зависимость наведенного показателя преломления похожа на тип I, но при этом максимальное значение на порядок больше. Температурная стойкость таких

решеток определяется температурой, при которой интенсивно происходит обратный процесс диффузии водорода, равна ≈ 100 °С.

В отличие от данных типов УФ фоточувствительности световодов при воздействии фс модификации реализуется несколько иной механизм модификации (см. подробнее параграф 1.1.2) при этом не требуются дополнительных мер по повышению фоточувствительности, таких как легирование волокна или насыщения сетки стекла молекулярным водородом. Также как и при УФ технологии, выделяют две принципиальные схемы: запись интерференционными полосами (например, после пересечения 1 и -1 дифракционных порядков см. Рис. 1.8 а) и поточенная схема, когда каждый штрих решетки образуется после воздействия одного импульса (см. Рис. 1.8 б). Достигнутые результаты на начало выполнения работы по каждому типу записи подробно описаны во введении.

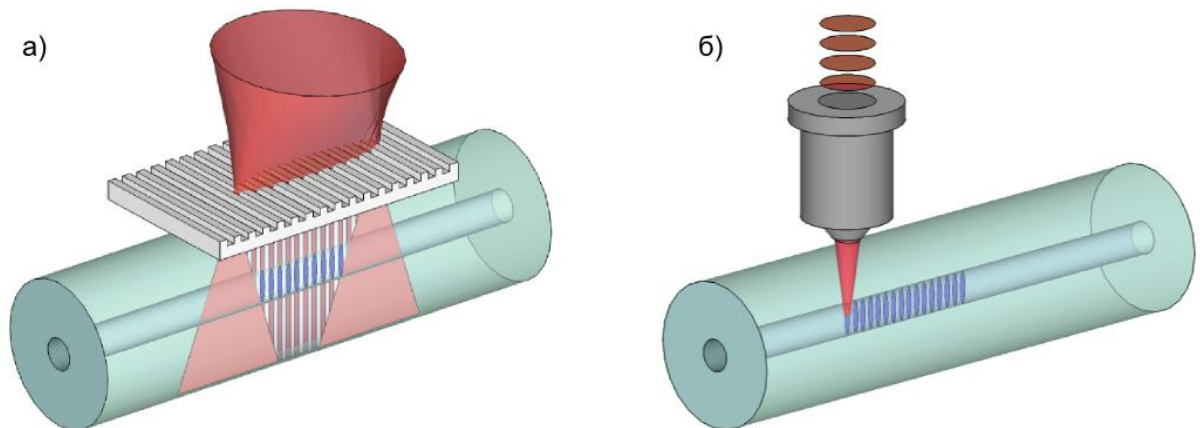


Рис. 1.8 Схема записи: с помощью фазовой маски (а) и поточечная (б)

1.2.3. Области практического применения волоконных решеток

Благодаря своим уникальным спектральными характеристикам волоконные решетки находят широкое применение в различных устройствах волоконной оптики, сенсорных системах, телекоммуникациях. ДПВР применяются в качестве спектральных фильтров в волоконных лазерах [87], поэтому данные ДПВР должны обладать как можно меньшими «серыми» потерями, но при этом достаточно сильно подавлять излучение на нужной

длине волны. Также данное свойство ДПВР применяется для выравнивания спектра усиления эрбиевых усилителей [88], используемых в телекоммуникациях. Помимо этого ДВПР применяются в качестве волоконных сенсоров для измерения различных физических величин (температура, деформация)[89], изменения показателя преломления внешней среды [90]. ВБР используются в качестве зеркал в волоконных лазерах [91], волоконных компенсаторов дисперсии [92], в системах со спектральным уплотнением каналов (англ. Wavelength-division multiplexing, WDM). Также как и ДПВР, волоконные брэгговские решетки широко используются в качестве чувствительных элементов сенсорных систем [93]. ВБР, записанные фс излучением за счет расширения рабочих диапазонов по температуре и деформации позволят проводить мониторинг объектов, которые ранее были недоступны волоконным датчикам или их применение было связано с значительными трудностями. Например, датчики с расширенным рабочим температурным диапазоном (до 350°C) могут применяться в нефтяных скважинах для контроля температуры при добычи нефти по технологии SAGD (англ. Steam Assisted Gravity Drainage). Датчики на основе волокон с полиимидным покрытием вследствие высокой адгезии (по сравнению с акрилатным покрытием) могут применяться в авиационно-космической промышленности при создании «smart composite materials». Также поскольку полиимид обладает высокой стойкостью к химическим реагентам по сравнению с акрилатом, такие датчики могут успешно применяться в химически агрессивных средах. Датчики на основе волокон с чисто-кварцевой сердцевиной могут применяться для мониторинга в средах с повышенным содержанием водорода (например, при термометрии газовых и нефтяных скважин), где использование стандартных волокон приводит к возникновению значительных потерь при распространении сигнала по волокну [94], связанных с образованием гидроксильных групп. Кроме того запись ВБР первого порядка с

малой длиной позволит достичь высокого пространственного разрешения измеряемых величин.

1.3. Лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры

1.3.1. Теория формирования ЛИПС

Теория образования ЛИПС на сегодняшний день является предметом дискуссий, поэтому существует несколько различных подходов к объяснению формирования периодических структур на поверхности металлов. Наиболее широко используется теория образования ЛИПС за счет интерференции воздействующего излучения и возбужденной поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) или, другими словами, поверхностного плазмон-поляритона. В рамках данной модели предполагается, что падающее излучение возбуждает поверхностные плазмоны за счет рассеяния излучения на неоднородностях рельефа поверхности, либо на образовавшихся на поверхности после воздействия первых импульсов наноразмерных частиц материала. Данные поверхностные плазмоны могут интерферировать с падающим излучением и друг с другом, образуя периодическую модуляцию интенсивности вдоль поверхности металла. При превышении интенсивности в максимумах данной модуляции определенного порога, происходит абляция материала и формирование периодической структуры рельефа с периодом равным [95]:

$$d = \lambda / (\operatorname{Re}[\eta] \pm \sin \theta),$$

где λ – длина волны фс излучения, θ - угол падения излучения, $\eta = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}$ -

эффективный показатель преломления системы «металл-диэлектрик», ε_d - диэлектрическая проницаемость диэлектрика (например, воздух, при воздействии на воздухе), ε_m - диэлектрическая проницаемость металла. Однако данная модель не описывает зависимость периода структур от энергии падающего излучения, которая наблюдается в экспериментах. По этой причине,

была предложена модель, объясняющая формирование ЛИПС, основанная на параметрическом процессе взаимодействия фс излучения с веществом по следующей схеме [46]: фотон \rightarrow фотон + поверхностный плазмон с выполнением условий сохранения энергии и импульса: $\omega_L = \omega_s + \omega_{sp}$, $k_L = k_s + k_{sp}$, где ω_L - частота падающего излучения, ω_s - частота рассеянного излучения, ω_{sp} - частота поверхностного плазмона, k_L - волновой вектор падающего излучения, k_s - волновой вектор рассеянного излучения, k_{sp} - волновой вектор поверхностного плазмона. Период структур в соответствии с данной теорией равен [46]:

$$d = \lambda / \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} - 2 \right)^{-1}}$$

1.3.2. Области практического применение ЛИПС

С точки зрения практического применения лазерно-индуцированные периодические структуры могут использоваться в различных областях. Например, в [96] показано, что контактный угол увеличивается с изначального значения в 113° до 150° в области формирования ЛИПС, то есть смачиваемость стальной поверхности уменьшается, таким образом, возможно создавать самоочищающиеся поверхности, с которых капли воды будут скатываться, захватывая грязь, подобно тому как это происходит на листьях лотоса, из-за чего данный эффект называется «эффект лотоса». Кроме того, данные структуры могут применяться для формирования антиотражающих покрытий [97]. В работе [98] продемонстрировано изменение цвета металлов без окраски за счет формирования структурной окраски поверхности [99], также показано что оптические свойства поверхности металлов изменяются в широком диапазоне длин волн от УФ до ИК и имеют поляризационную зависимость. Структуры диоксида титана могут быть использованы для формирования металлических периодических структур с высоким аспектным отношением с

применением реактивного ионного травления в установках с согласованной плазмой (ICP – inductively coupled plasma), например, для создания микроэлектромеханических систем (МЭМС) [105]. Данный процесс позволяет достичь высокой селективности травления диоксида титана к титану (1:40) при скорости травления титана 2 мкм/мин. При толщине оксида порядка ста нанометров потенциально может обеспечить глубину травления в титане до 4 мкм. Если же снизить наращиваемую толщину оксида в 10 раз, то можно обеспечить формирование маски для сухого травления рельефа в пленках титана толщиной до 500 нм.

1.4. Источники фс излучения для модификации показателя преломления

Источники излучения фс излучения можно разделить на две большие группы: лазерные системы на основе усиления импульсов и системы на основе задающего осциллятора. Первый класс систем генерирует излучения с частотой повторения от нескольких кГц до нескольких 100 кГц, тогда как второй класс систем с частотой повторения от 1 до нескольких 10 МГц. Также выделяют твердотельные и волоконные лазерные фс системы, последние в свою очередь обладают всеми преимуществами волоконных лазеров: стабильность работы, высокое качество пучка, отсутствие водяного охлаждения и преимуществами для фс импульсов: высоким коэффициентом усиления за проход, что делает возможным реализацию импульсов с высокой частотой повторения. Однако, на сегодняшний день самыми распространенными является твердотельные лазерные системы на кристалле Ti:Sapphire, состоящие из задающего осциллятора и усилителя импульсов, работающий на принципе усиления chirпованных импульсов (chirped pulse amplification). Задающий осциллятор работает на принципе пассивной синхронизации мод и генерирует импульсы с частотой ≈ 100 МГц и энергией ~ 10 нДж, которой в большинстве случаев недостаточно для модификации материалов. По данной причине необходимо увеличение энергии импульса регенеративным усилителем, при этом поскольку

для усиления требуется значительное количество проходов, частота повторения усиленных импульсов снижается до ~ 100 кГц. Типичные параметры такой системы: длина волны 800 нм, длительность импульса в диапазоне 25-300 фс, энергия в импульсе до нескольких мДж, частота повторения до нескольких 100 кГц.

Большое распространение в последнее время получили волоконные лазерные системы на основе кристалла или активного волокна легированного Yb, генерирующие фс излучение в диапазоне 1030-1050 нм при этом длительность импульсов составляет несколько 100 фс и энергии импульсов до нескольких 10 мкДж. Например, коммерческий доступный вариант волоконного фемтосекундного лазера, работающего на основе технологии усиления чирпированных импульсов (FCPA), D-10k (IMRA America, Inc.). Как уже было отмечено выше, частота повторения импульсов играет важную роль в определении режима модификации, поэтому в некоторых случаях могут эффективно использоваться импульсы с задающего осциллятора с высокой частотой повторения (Chameleon Ultra II (Coherent)). В таблице представлены основные параметры существующих лазерных систем, описанных выше.

Таблица 1.1.

Тип лазерной системы	Модель	Длина волны	Длительность импульса	Максимальная частота повторения	Максимальная энергия импульса	Максимальная средняя мощность
Твердотельные регенеративные усилители	Libra-USP-HE (Coherent)	800 нм	50 фс	1 кГц	3.5 мДж	3.5 Вт
	RegA 9000 (Coherent)	800 нм	160 фс	250 кГц	5 мДж	1.25 Вт
	Solstice-50F (Spectra-Physics)	800 нм	50 фс	1 кГц	3.5 мДж	3.5 Вт
	PHAROS-SP 1.5 (Light-Conversion)	1030 нм	190 фс	200 кГц	1.5 мДж	6 Вт
	D-10k (IMRA)	1041 нм	800 фс	1 МГц	10 мкДж	10 Вт
Системы на основе осциллятора	Chameleon Ultra II (Coherent)	800 нм	140 фс	80 МГц	40 нДж	3.3 Вт

Глава 2 Численное исследование влияния параметров излучения на модификацию плавленого кварца фемтосекундными импульсами

2.1. Сравнение поглощения энергии при фс записи в плавленом кварце на основной и второй гармонике иттербиевого лазера.

В данном параграфе представлены результаты по теоретическому исследованию процесса поглощения энергии при фс записи в плавленном кварце с помощью основной ($\lambda = 1030$ нм) и второй гармоники ($\lambda = 515$ нм) иттербиевого лазера. Данная задача является актуальной, поскольку для достижения приемлемого качества (например, низких потерь при распространении) оптических компонент, создаваемых методом фс модификации показателя преломления, необходимо знать оптимальные режимы записи, которые в свою очередь зависят от многих экспериментальных параметров: длительность, частота повторения импульсов, условий фокусировки. Длина волны излучения - один из важных параметров, определяющий процесс модификации материала, поскольку именно от него зависит порядок фотонности процесса при нелинейном поглощении импульса, кроме того свойства самого материала существенно меняются от длины волны, что также влияет на процесс модификации материала. Таким образом, исследование эффективности поглощения на различных длинах волн разных типов лазеров является актуальной задачей для развития технологии фемтосекундной записи.

В работе [100] представлены результаты по исследованию эффективности поглощения энергии для различных материалов, однако, эти работы относятся к фс лазерным системам генерирующим излучение с центральной длиной волны 800 нм, соответствующее максимуму в полосе усиления кристалла титан-сапфира (Ti:sapphire). При этом данные фс системы имеют лазерный

источник накачки в видимом диапазоне спектра, что делает их достаточно громоздкими, сложными в эксплуатации и дорогими. Как отмечалось выше, в последнее время альтернативными источниками фс излучения стали иттербиевые фс лазерные системы (например, на Yb волокне или кристалле Yb:KGW) с центральной длиной волны генерации около 1030 нм, которые имеют диодную накачку и вследствие этого обладают более простой конфигурацией и пригодны для долговременной стабильной работы в промышленных условиях.

Для численного моделирования распространения фемтосекундных импульсов внутри плавленного кварца была выбрана модель, учитывающая образование плазмы в области фокусировки посредством многофотонной и лавинной ионизации, предложенная в работе [101] и широко используемая для проведения подобных расчетов [102]:

$$i\mathcal{E}_z + \frac{1}{2k} \Delta_{\perp} \mathcal{E} - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} + k_0 n_2 |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} + \frac{i\sigma_{BS}}{2} (1 + i\omega\tau) \rho \mathcal{E} + \frac{i\beta^{(K)}}{2} |\mathcal{E}|^{2(K-1)} \mathcal{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\sigma_{BS}}{n_0^2 E_g} \rho |\mathcal{E}|^2 + \sigma^{(K)} |\mathcal{E}|^{2K} \quad (2.2)$$

Волновое уравнение (2.1) на комплексную амплитуду \mathcal{E} электрического поля в параксиальном приближении описывает распространение фемтосекундного импульса внутри материала вдоль координаты z с учетом дифракции (второе слагаемое), дисперсии групповых скоростей (третье слагаемое), керровской нелинейности (четвертое слагаемое), лавинообразного и многофотонного поглощения (слагаемые 5, 6 соответственно). Уравнение (2.2) для плотности плазмы содержит члены, отвечающие за лавинную ионизацию (первое слагаемое), многофотонную ионизацию (второе слагаемое), где $k = k_0 n_0 = n_0 \omega / c$ - волновой число в среде, $k'' = \partial^2 k(\omega) / \partial \omega^2$ - параметр дисперсии групповых скоростей, $n_0(\omega)$ - показатель преломления материала, n_2 - нелинейный показатель преломления среды, описывающий эффект Керра, т.е. нелинейную добавку к показателю преломления зависящую от интенсивности

равную $n_2 I$, $I = |\mathcal{E}|^2$ - интенсивность излучения, σ_{BS} - сечение обратного тормозного поглощения, τ - время релаксации электронов, E_g - энергия ионизации. Параметр $\beta^{(K)}$ определяет скорость K - фотонного поглощения, $\sigma^{(K)}$ параметр многофотонной ионизации в материале [103]:

$$\sigma^{(K)} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m_e^* \omega}{\hbar} \right)^{3/2} D \left(\sqrt{2 \left(K - \frac{E_g}{\hbar\omega} \right)} \right) I_0^{-K}$$

где m_e^* - эффективная масса электронов, D - интеграл Доусона [103], q_e - заряд электрона и $I_0 = \frac{8m_e^* \omega^2 E_g \varepsilon_0 c n_0}{e^2 q_e^2}$.

В качестве начальных условий для уравнений (2.1-2.2) рассматривался гауссов импульс:

$$\mathcal{E}(z=0, r, t) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{ikr^2}{2f} - \frac{t^2}{t_p^2}\right)$$

где r_0 - радиус пучка, t_p - длительность по уровню e^{-2} интенсивности, связанная с $t_{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2} t_p \approx 1.177 t_p$, f - фокусное расстояние линзы (в расчетах использовалась числовая апертура NA=0.4) и P_{in} - начальная мощность импульса. Для решения уравнения 2.1 применялась конечно-разностная схема Кранка-Николсона. Параметры, используемые в расчетах приведены в таблице 2.1:

Таблица 2.1

Параметр	Символ	Значение	
Параметры излучения			
Длина волны	λ	1030 нм	515 нм
Длительность импульса по уровню $1/e^2$ интенсивности	t_p	250 фс	250 фс
Радиус пучка	r_0	2.5 мм	2.5 мм
Параметры материала			

Ширина запрещенной зоны	E_g	7,6 эВ	
Эффективная масса электрона	m_e^*	0.64 m_e	
Нелинейный показатель преломления	n_2	3.2 ⁻²⁰ м ² /Вт	
Параметр дисперсии групповых скоростей	k''	189 ⁻²⁸ с ² /м	686 ⁻²⁸ с ² /м
Время релаксации электронов	τ	1,7 фс	
Параметры расчета			
Порядок фотонности	K	7	4
Параметр многофотонной ионизации в материале	$\beta^{(K)}$	1.2 ⁻⁴⁷ м ⁵ /(Вт ³)	6.4 ⁻¹⁰¹ м ¹¹ /(Вт ⁶)
Критическая плотность плазмы	ρ_{BD}	1.06 ⁻²⁷ м ⁻³	4.25 ⁻²⁷ м ⁻³

Важным параметром, определяющим эффективность процесса взаимодействия излучения с веществом, является величина поглощенной энергии. Изменение энергии импульса в каждой точке z вычислялось по следующему выражению: $E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} r dr |\mathcal{E}|^2$. Расчеты проводились для координаты z от 0 (поверхность образца) до 250 мкм от поверхности, т.е. существенно дальше точки фокусировки, которая находилась на расстоянии 170 мкм от поверхности. Зависимость поглощенной энергии $E_{in} - E_{out}$ от величины энергии падающего излучения представлено на Рис. 2.1. Видно различное поведение кривых до энергии 40 нДж, которое связано с преобладанием многофотонного поглощения при данных энергиях импульсов. Так как порядок многофотонного процесса зависит от длины волны падающего излучения, то и процесс многофотонного поглощения будет в данном случае различным для различных длин волн, что и наблюдается при данных энергиях импульсов. Тогда как для большей энергии превалирует плазменное

поглощение, и зависимость в данном случае стремиться к линейной [104], а графики имеют практически одинаковый наклон при энергиях свыше 100 нДж.

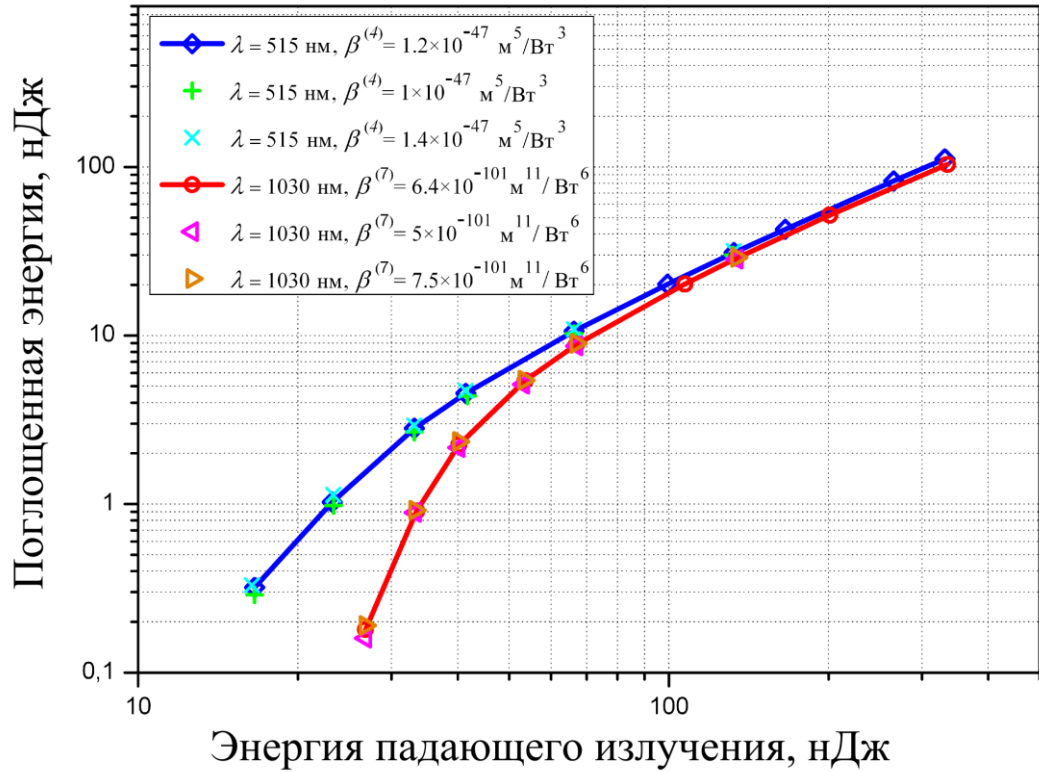


Рис. 2.1 Зависимость поглощенной энергии от величины энергии падающего излучения

Из Рис. 2.1 видно, что поглощенная энергия для второй гармоники больше по сравнению с основной при фиксированной величине энергии падающего излучения. По данной причине вторая гармоника более предпочтительна в задачах, где важно достичь минимального порога по модификации материала. Можно показать, что при низкой энергии импульсов наклон кривых равен порядку многофотонного процесса ($K = 7$ для основной гармоники и $K = 4$ для второй гармоники). Маркеры выше и ниже основных кривых соответствуют немного отличающемуся параметру многофотонного поглощения $\beta(4) = 1.0 \times 10^{-47}$ и $1.4 \times 10^{-47} \text{ м}^5/\text{Вт}^3$ для второй гармоники и $\beta(7) = 5.0 \times 10^{-101}$ и $7.5 \times 10^{-101} \text{ м}^{11}/\text{Вт}^6$ для основной гармоники. Как видно изменение данного параметра не влияет существенным образом на эффективность поглощения энергии. Знание о пространственном

распределении электронно-дырочной плазмы необходимо, поскольку модификация материала определяется величиной поглощенной энергии в облаке образовавшейся плазмы. Стационарное распределение плотности плазмы, образующейся после воздействия фс импульса, может быть найдено с помощью следующего выражения:

$$\rho(\mathbf{r}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{n_b^2} \frac{\sigma}{E_g} \rho I(\mathbf{r}, z, t) + \sigma^{(K)} I^K(\mathbf{r}, z, t) \right] dt$$

На Рис. 2.2 представлены распределения плотности плазмы для основной (левая колонка) и второй гармоники (правая колонка) при различной начальной энергии импульсов (41 нДж, 132 нДж, 335 нДж). Распределение плотности плазмы имеет сигарообразную форму при малой энергии импульса (41 нДж), тогда как при большей энергии (335 нДж) имеет более сложную форму. Поглощение энергии фс излучения приводит к локальному повышению температуры материала. Структурные изменения материала происходят при превышении температуры определенного порогового значения T_g (температуры стеклования, которая для плавленого кварца $T_g = 1100^\circ\text{C}$). Предположив, что суммарная кинетическая энергия электронов трансформируется в локальный разогрев материала, можно построить распределение температуры в фокальном объеме напрямую из данных по распределению плотности электронов по следующему выражению $T_i(r) = \rho(r)E_k/\rho_g C_p$, где E_k – кинетическая энергия электрона, ρ_g – плотность материала, C_p – удельная теплоемкость материалы. Кинетическая энергия электрона может быть найдена как разница между величиной поглощенной энергии и энергии, затраченной на ионизацию электронов $E_k = (E_{abs} - E_g N)/N$, где E_{abs} – величина поглощенной энергии и N количество ионизованных электронов. На Рис. 2.3 представлены изолинии температуры ($T = T_g = 1100^\circ\text{C}$). Размер области ограниченной изолинией для второй гармоники больше, чем для основной. Из этого следует, что размер области модификации при одинаковой величине падающей энергии будет меньше для основного излучения, чем для второй гармоники. По этой причине

в дальнейших экспериментах использовалась именно основная гармоника фс лазера.

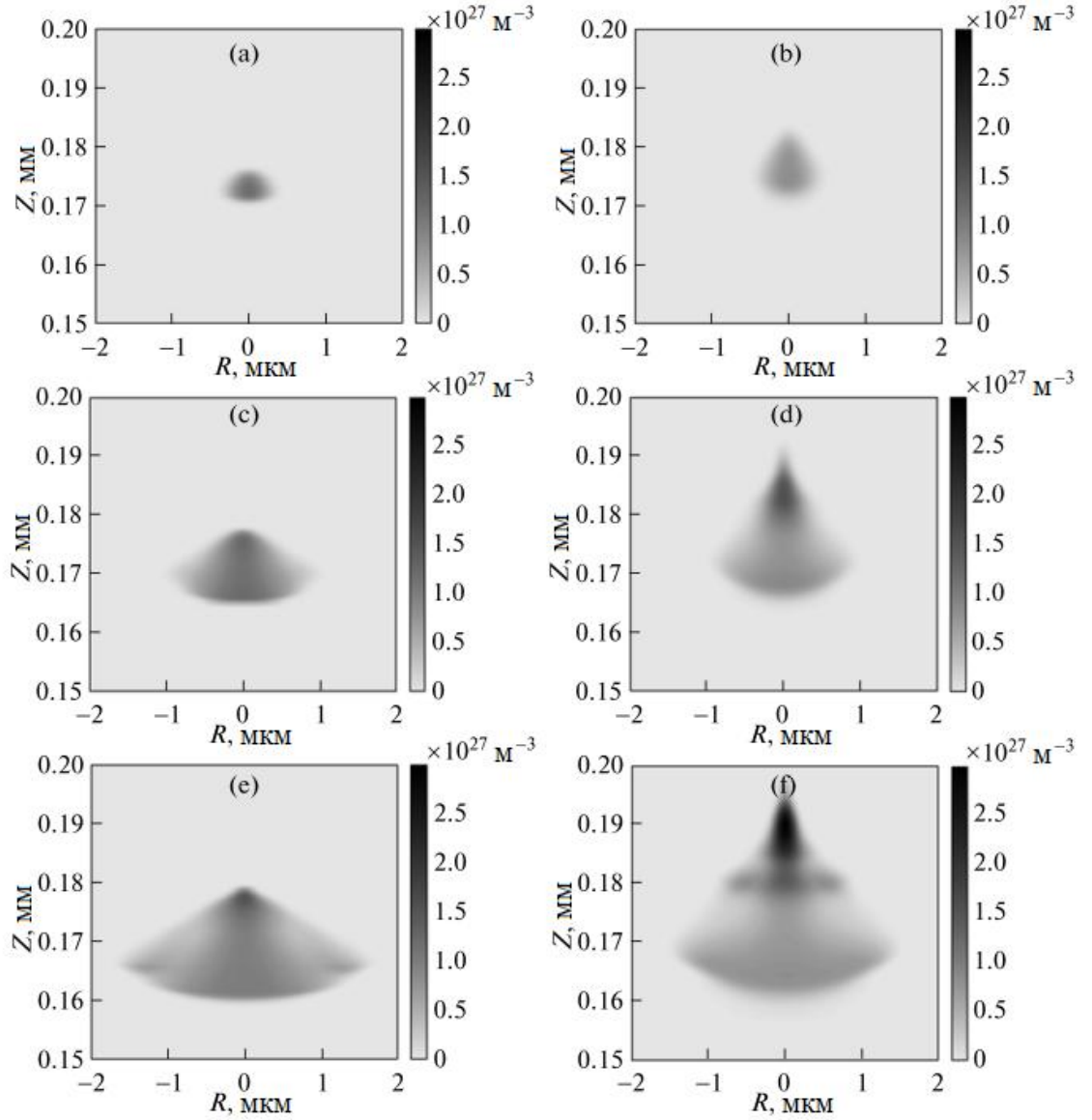


Рис. 2.2 Распределение плотности плазмы для основной (левая колонка) и второй гармоники (правая колонка) при различных энергиях импульса 41 нДж (a,b), 132 нДж (c,d), 335 нДж (e,f)

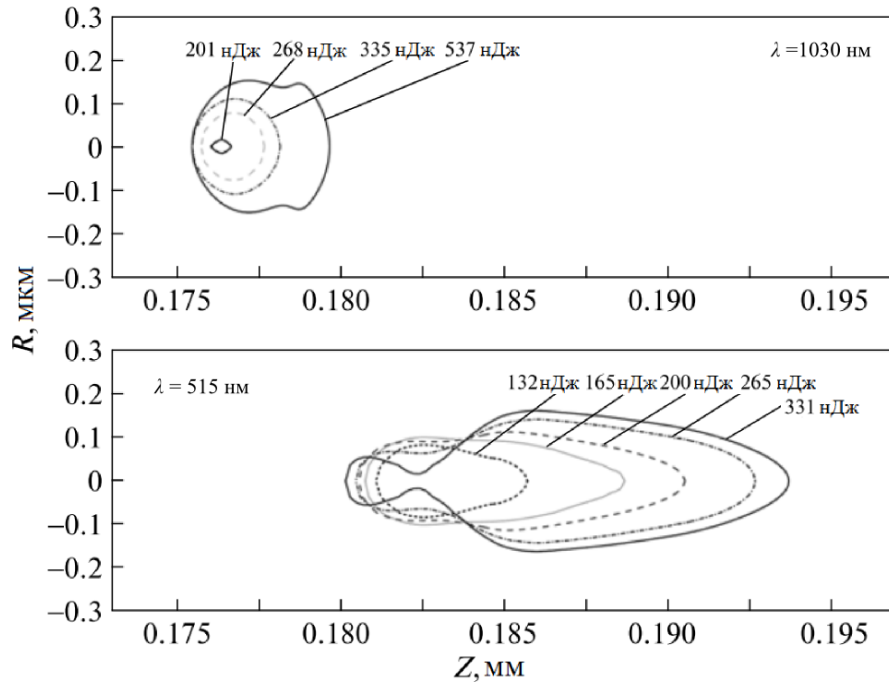


Рис. 2.3 Изолинии температуры (1.100°C) при длине волны $\lambda = 1030$ нм (сверху), $\lambda = 515$ нм (внизу) при различных энергиях импульса.

2.2. Исследование влияния временной формы импульса на модификацию плавленого кварца фемтосекундными импульсами.

В данном параграфе представлены результаты численного исследования воздействия фемтосекундных импульсов с асимметричным временным профилем, сфокусированных вглубь материала, на фемтосекундную модификацию плавленого кварца.

В работе [13] представлены экспериментальные результаты по абляции плавленого кварца фемтосекундным импульсом с асимметричной временной формой. В этой работе использовался тип асимметрии, эквивалентный аккумулярованной хроматической дисперсии третьего порядка. Показано, что при определенных значениях TOD возможно получать размеры модификации меньшие дифракционного предела, чем при воздействии симметричного импульса. Степень воздействия зависит также и от знака TOD: при положительном значении (когда сначала приходит основной импульс)

требуется меньше энергии импульса для формирования такой же области чем при отрицательном значении TOD. Объясняется это тем, что для процесса абляции важно достичь определенного критического значения плотности электронов. В первом случае ($TOD > 0$) основной максимум создает посредством многофотонной ионизации определенное количество электронов, но которых не достаточно для достижения критического значения. При этом второстепенные максимумы (меньшие по амплитуде) увеличивают количество электронов посредством лавинной ионизации до критического значения. Во втором же случае ($TOD < 0$) сначала воздействуют второстепенные максимумы с меньшей (чем у основного) амплитудой, которой не достаточно для многофотонной ионизации, при этом многофотонную ионизацию могут вызвать только последующие (с большей амплитудой) второстепенные максимумы, поэтому с помощью лавинную ионизации могут быть получены электроны только от оставшейся части импульса. Энергии в данном случае требуется больше, чем для случая с $TOD > 0$. По данной причине использование импульса с $TOD > 0$ наиболее предпочтительно для абляции материала. При фемтосекундной модификации материалов также необходимо достичь определенной концентрации свободных электронов, которые в свою очередь приводят к локальному разогреву материала и последующему изменению его физических свойств (например, изменению показателя преломления). А так как при создании многих оптических компонент (волноводы, брэгговские решетки) необходимо воздействовать вглубь материала, то исследование влияния временной формы импульса с $TOD \neq 0$, сфокусированного вглубь материала на фемтосекундную модификацию представляется актуальной задачей.

Для численного моделирования распространения фемтосекундного импульса внутри материала была выбрана модель, представленная в главе 2.1.

В качестве начального условия для уравнения (2.1) был выбран сфокусированный гауссов пучок с отличной от нуля компонентой TOD. Выражение для такого импульса в частотной области имеет вид [17]:

$$\mathcal{E}(z=0, r, \omega) = \mathcal{E}_0 \Delta t \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{ikr^2}{2f} - \frac{\Delta t^2}{8 \ln 2} \omega^2 - i \frac{\phi_3}{6} \omega^3\right)$$

где \mathcal{E}_0 – начальная амплитуда поля, Δt – длительность импульса (FWHM-ширина на полувысоте по интенсивности), r_0 – начальный радиус пучка, f – длина фокуса объектива, ϕ_3 – параметр TOD, который определяет асимметричность пучка по времени (далее по тексту $\text{TOD} = \phi_3/6$), при $\text{TOD} > 0$ наблюдается уменьшение амплитуды модуляции со временем, при $\text{TOD} < 0$ – наблюдается обратная зависимость – увеличения амплитуды модуляции поля со временем (Рис. 2.4).

Значения параметров при расчетах были следующими: длина волны излучения $\lambda = 800$ нм, параметр многофотонности $K = 5$, длительность импульса $\Delta t = 50$ фс, начальный радиус пучка $r_0 = 2,5$ мм; числовая апертура объектива $\text{NA} = 0,5$; энергия ионизации $E_g = 7,6$ эВ [18]; параметр дисперсии групповых скоростей $k'' = 361 \times 10^{-28}$ с²/м [18]; нелинейный коэффициент $n_2 = 3,2 \times 10^{-20}$ Вт/м² [16]; параметр многофотонной ионизации $\sigma^{(5)} = 1.3 \times 10^{-75}$ м¹⁰ с⁻¹ Вт⁻⁵ [18]; время релаксации электронов $\tau = 1,7$ фс [19]; $\rho_{BD} = 1.74 \times 10^{27}$ м⁻³. Энергия импульса составляла 115 нДж, параметр TOD принимал значения: $\pm 10^6$ фс³; 0 фс³.

Результаты расчетов

Сравнение интенсивностей асимметричных импульсов с $\text{TOD} = 3 \times 10^5$ фс³; 6×10^5 фс³; 1×10^6 фс³ при $z = 0$ мм представлено на Рис. 2.4. Величина интенсивности нормирована на параметр интенсивности многофотонного поглощения $I_{mpa} = 2.72 \times 10^{17}$ Вт/м², время нормировано на величину $t_p = \Delta t / \sqrt{2 \ln 2}$. Распределение для $\text{TOD} < 0$ выглядит аналогичным образом только зеркально отраженным относительно нуля. На вставке рисунка показано сравнение амплитуд интенсивностей с симметричным импульсом ($\text{TOD} = 0$ фс).

Показано, что амплитуда симметричного импульса в 7 раз больше, чем у асимметричных импульсов, что связано с перераспределением энергии импульса в дополнительные максимумы, меньшие по амплитуде.

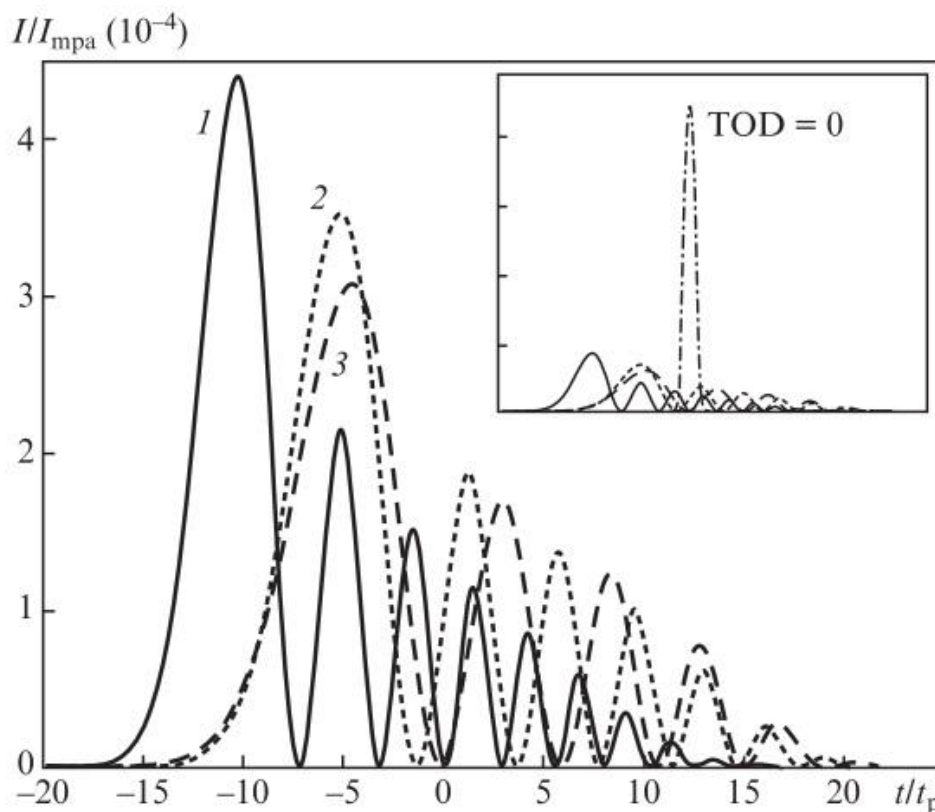


Рис. 2.4 Временные зависимости амплитуд интенсивностей импульсов с TOD = 3×10^5 (1), 6×10^5 (2) и 1×10^6 фс³ (3).

На Рис. 2.5 представлены зависимости энергии импульса от координаты распространения z и величины TOD для различной начальной энергии: 115 нДж и 200 нДж. Как видно, поглощенная энергия при TOD > 0 выше, чем для случая TOD < 0, что согласуется с результатами по абляции плавленого кварца [13]. Однако, поглощенная энергия для симметричного импульса значительно выше, чем для асимметричных импульсов и поглощение начинается при меньшей координате z .

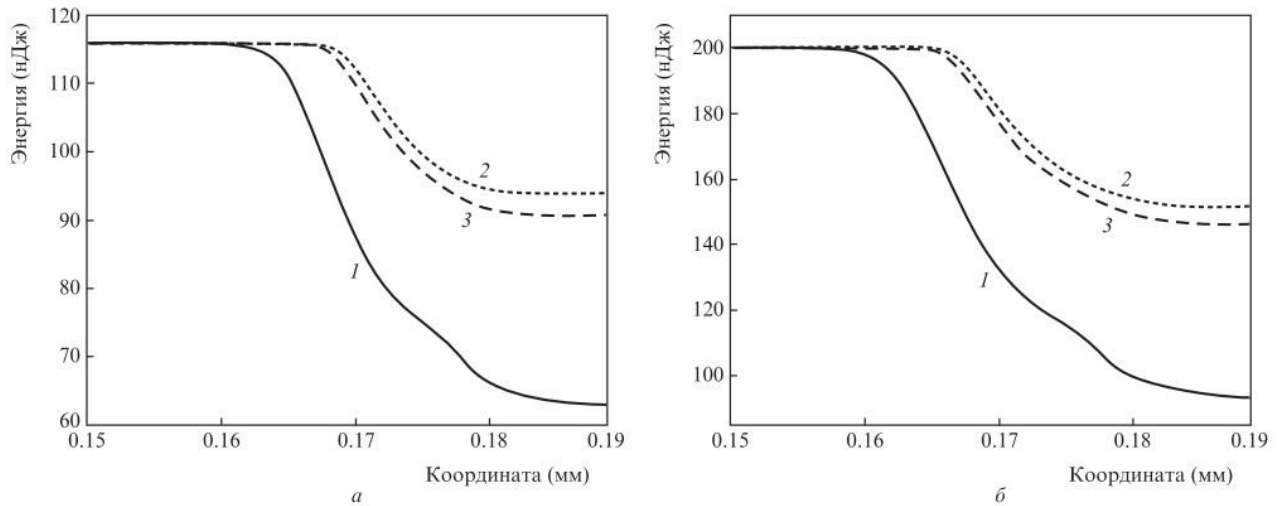


Рис. 2.5 Зависимости энергии импульса от координаты z для начальных энергий импульсов 115 (а) и 200 нДж (б) и TOD = 0 (1), -10^6 (2) и 10^6 фс³ (3).

В то же время данные, представленные на Рис. 2.6, свидетельствуют, что плотность образовавшейся плазмы на оси ($r = 0$ мкм) максимальна для случая положительного значения TOD и энергии импульса 115 нДж и при отрицательном значении TOD и 200 нДж.

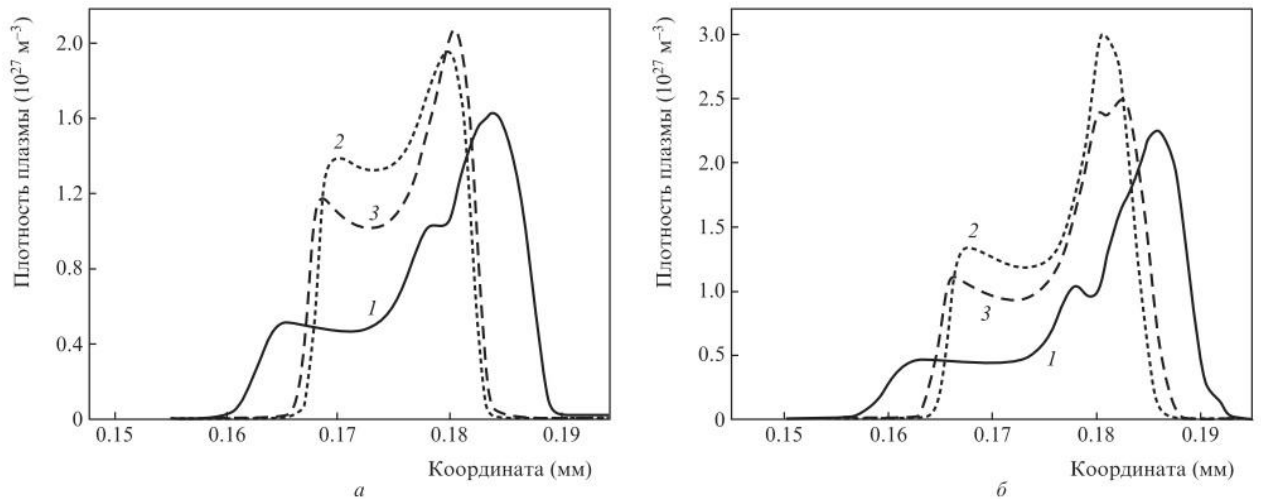


Рис. 2.6 Продольные распределения плотности плазмы на оси пучка ($r = 0$) для энергий 115 (а) и 200 нДж (б) и TOD = 0 (1), -10^6 (2) и 10^6 фс³ (3).

Проинтегрированные по времени значения плотности образовавшейся плазмы представлены на Рис. 2.7 и Рис. 2.8 для обоих случаев. Для случая симметричного импульса плотность плазмы локализована в большем объеме,

ПОЭТОМУ ВСЛЕДСТВИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИМПУЛЬС ПОГЛОЩАЕТСЯ СИЛЬНЕЕ И СУММАРНАЯ ПОГЛОЩЕННАЯ ЭНЕРГИЯ В ДАННОМ СЛУЧАЕ ВЫШЕ.

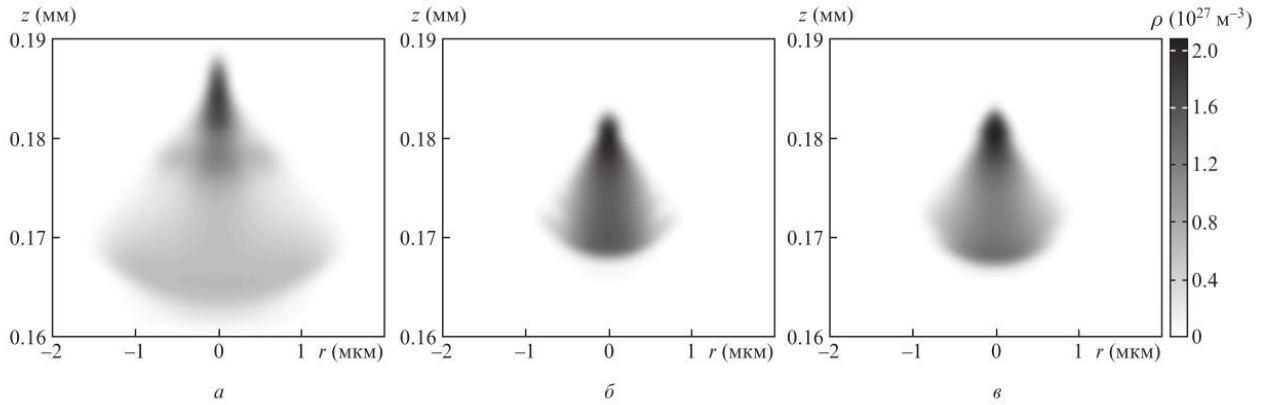


Рис. 2.7 Распределение плотности плазмы для энергии импульса 115 нДж и $TOD = 0$ (а), -10^6 (б) и 10^6 фс^3 (в).

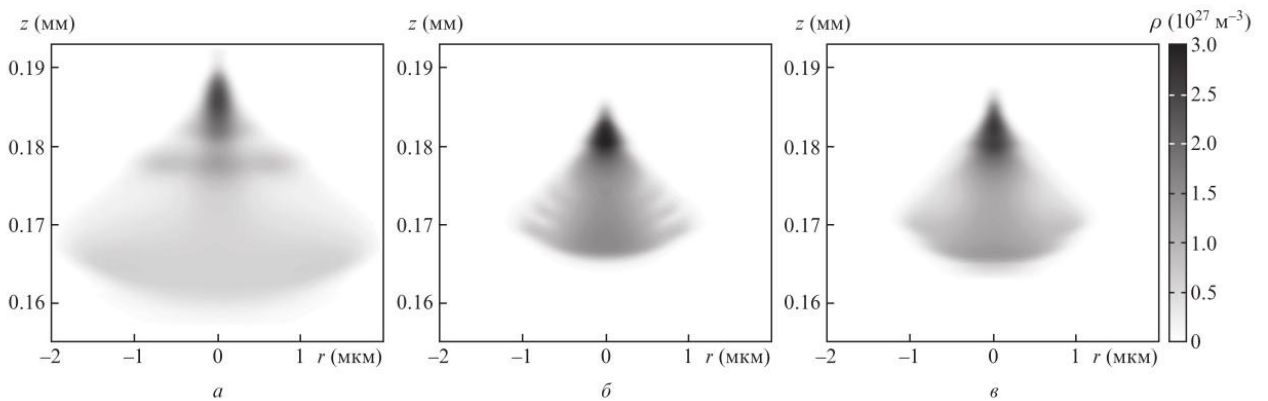


Рис. 2.8 Распределение плотности плазмы для энергии импульса 200 нДж и $TOD = 0$ (а), -10^6 (б) и 10^6 фс^3 (в).

На Рис. 2.9 показано изменение плотности плазмы со временем при $z = 0.181$ мм (в районе пика плотности плазмы Рис. 2.6-а и Рис. 2.6-б). При энергии импульса 115 нДж плотность плазмы для $TOD > 0$ больше, чем для $TOD < 0$, что объясняет большее поглощение на начальном этапе распространения импульса (Рис. 2.5). На рисунке видно характерное поведение зависимости плотности плазмы со временем: в случае $TOD < 0$ нарастание плотности происходит только в окрестности нуля, что связано с образованием плазмы при воздействии основного максимума, при этом меньшие по амплитуде пики не вносят заметного вклада в образование плазмы. В случае с

$TOD > 0$ дело обстоит иначе: после воздействия пика с максимальной амплитудой происходит образование определенной плотности электронов, которая увеличивается воздействием последующих пиков меньших по амплитуде посредством лавинной ионизации. Таким образом, результирующая плотность плазмы для случая с $TOD > 0$ становится выше в данном случае. Однако при энергии импульса 200 нДж максимальная плотность плазмы достигается при $TOD < 0$, что можно объяснить следующим образом. При возрастании начальной энергии импульс испытывает деформацию при распространении (Рис. 2.10), зависящую от знака TOD . Для положительного значения TOD (Рис. 2.10 левая колонка) импульс вследствие плазменного поглощения и дефокусировки испытывает деформацию в радиальном направлении, вследствие чего второстепенные пики при $r = 0$ мкм уменьшаются практически до нуля и не вносят вклад в образование плазмы посредством лавинной ионизации. В то же время для $TOD < 0$ (Рис. 2.10 правая колонка), так как первыми воздействуют второстепенные максимумы с меньшей амплитудой эффект поглощения последующих пиков меньше, по этой причине остается эффект воздействия второстепенных пиков и их вклад в образование плазмы через лавинную ионизацию. По этой причине результирующая плотность плазмы в данном случае выше.

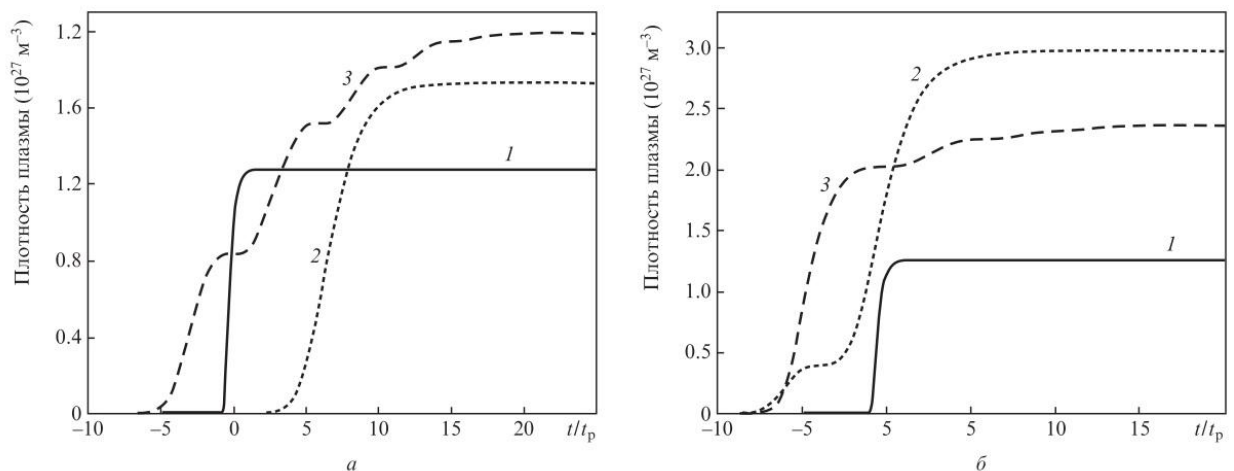


Рис. 2.9 Зависимости плотности плазмы от времени при $z = 0.181$ мм для $TOD = 0$ (1), -10^6 (2) и 10^6 фс³ (3) и начальной энергии 115 (а) и 200 нДж (б).

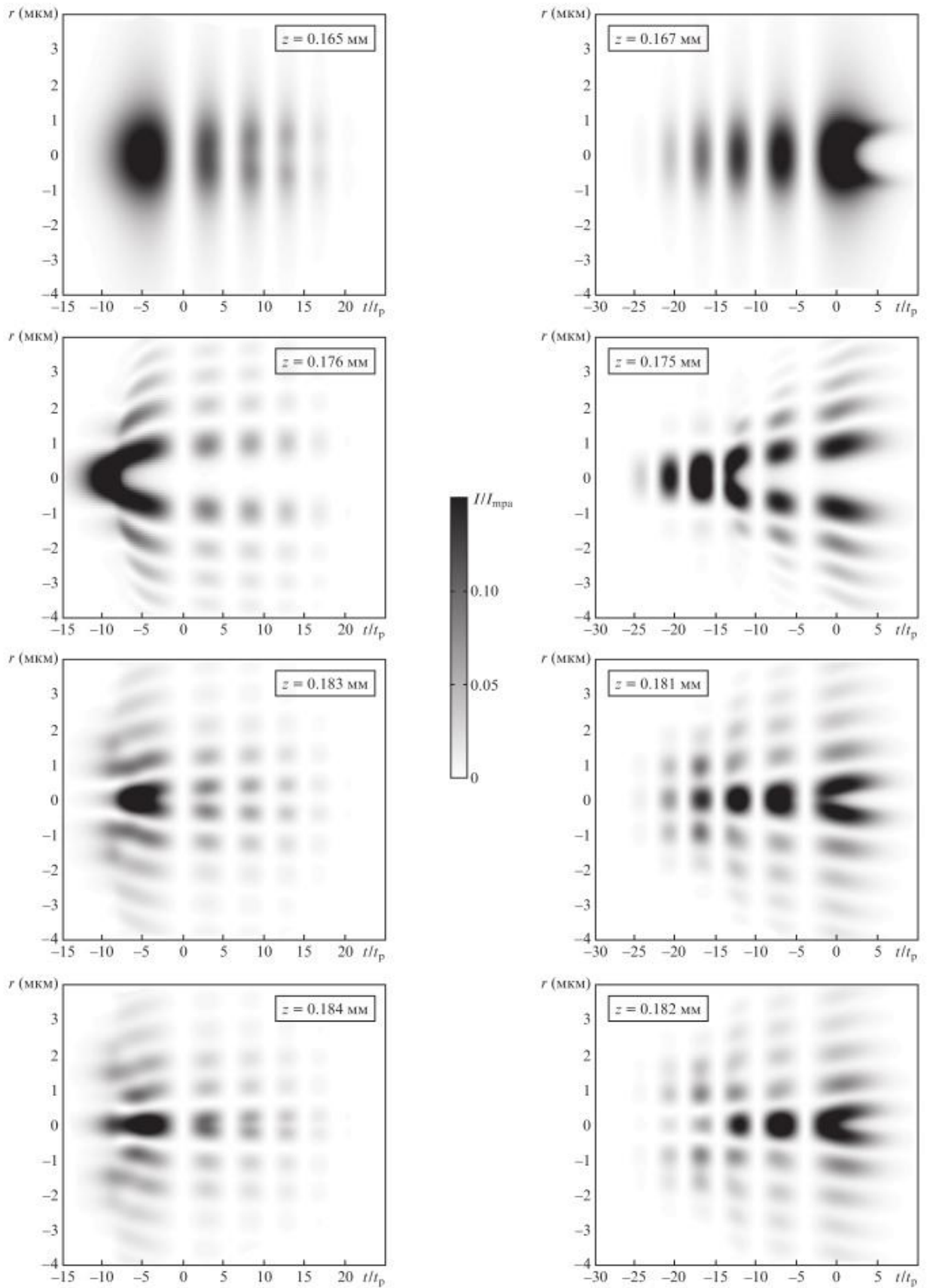


Рис. 2.10 Распределение интенсивности при энергии импульса 200 нДж, различных координатах z и $\text{TOD} = 10^6$ (слева) и -10^6 фс³ (справа)

И так проведенные исследования показали, что использование импульсов с $TOD \neq 0$ приводит к лучшей локализации поглощения в процессе фемтосекундной модификации. Плотность образовавшейся плазмы становится в данном случае больше, что говорит о возможности создания модификации при меньшей энергии импульса, чем в случае симметричного импульса. При этом оптимальные параметры TOD зависят от энергии импульса. При начальной энергии около 100 нДж предпочтительнее использовать импульсы с $TOD > 0$, при увеличении энергии выше этого значения предпочтительнее использовать импульсы с $TOD < 0$, т.е. при меньшей энергии зависимость совпадает со случаем абляции материала, при повышении энергии начинают проявляться эффекты, связанные именно с распространением импульса в веществе.

Глава 3 Запись длиннопериодных волоконных решеток показателя преломления

В данной главе представлены результаты по созданию длиннопериодных волоконных решеток в стандартном телекоммуникационном световоде SMF-28e+ по технологии фемтосекундной модификации показателя преломления. Предложен метод записи ограниченным щелью пучком, который позволяет записать ДПВР с меньшими нерезонансными потерями, при этом амплитуда резонансного пика заметно выше, чем в случае записи пучком с гауссовым профилем. Представленный метод может быть использован при записи ДПВР, используемых в качестве спектральных фильтров волоконных лазеров и чувствительных элементов сенсорных систем.

Запись ДПВР осуществлялась на установке, схема которой представлена на Рис. 3.1. Излучение фемтосекундного иттербиевого лазера (длина волны 1026 нм, длительность импульса 232 фс, частота повторения 1 кГц) пройдя систему поворотных зеркал, фокусировалось в область сердцевины световода при помощи асферической линзы с фокусным расстоянием $f = 11$ мм ($NA=0.3$). С помощью системы ослабления пучка, состоящей из двух полуволновых пластинок и поляризатора, устанавливался необходимый уровень энергии импульса.

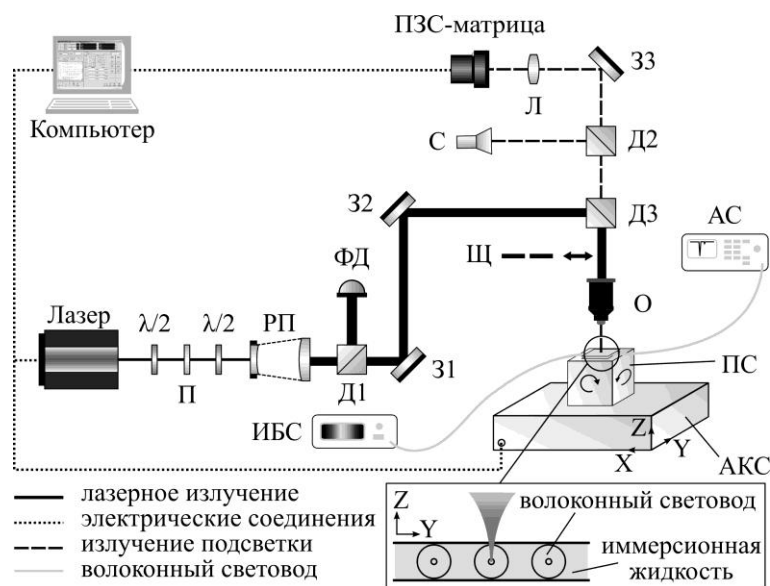


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки для записи ДПВР: АКС – автоматический координатный стол, ПС - поворотный стол, О – фокусирующая оптика, Щ – щель, АС – анализатор спектра, Д1-3 – диаломное зеркало, З1-3 – зеркало, Л – линза, РП - расширитель пучка, П – поляризатор, С – подсветка, ИБС – источник белого света. ФД – измеритель энергии импульсов.

С помощью расширителя пучка устанавливался необходимый размер пучка на входе фокусирующей оптики. Непосредственно перед фокусирующей линзой в экспериментах по записи ДПВР ограниченным щелью пучком устанавливалась щель длинной стороной вдоль оси волокна. Волоконный световод располагался на высокоточном автоматизированном 3-х координатном столе Aerotech ABL1000, который позволял перемещать образец в процессе записи с постоянной скоростью, при этом интервал времени между открытием и закрытием затвора лазера определял период модуляции ДПВР. Механический поворотный стол позволял выставлять плоскостность поверхности образца по всей области записи. С помощью подсветки и камеры выполнялась настройка положения области фокусировки внутри сердцевинки волокна. Энергия импульсов лазерного излучения контролировалась измерителем энергии импульсов Coherent J-10MT-10KHZ. Запись ДПВР производилась в волоконном световоде Corning SMF-28e+ (диаметр оболочки

125 мкм, диаметр сердцевины 8,2 мкм, длина волны отсечки 1260 нм) со снятым защитным покрытием. Для компенсации влияния кривизны поверхности ВС на фокусировку излучения световод располагался между двух параллельных пластин из плавленого кварца, пространство между которыми заполнялось иммерсионной жидкостью. Показатель преломления иммерсионной жидкости подбирался близким к показателю преломления оптического волокна для уменьшения преломления на границах. Регистрация спектров волоконных решеток осуществлялась с помощью источника белого света Yokogawa AQ4305 и анализатора спектров Yokogawa AQ6370.

Для проверки работоспособности предложенной схемы фокусировки была произведена пробная запись решетки показателя преломления с периодом 50 мкм внутри сердцевины волоконного световода (Рис. 3.2). Осуществлялась поточечная запись при энергии лазерных импульсов 2 мкДж и скорости перемещения образца 5 мкм/с. Из рисунка видно, что область модификации перекрывает сердцевину волокна и не меняет своего положения относительно сердцевины при перемещении в продольном направлении, следовательно, может использоваться для записи ДПВР.

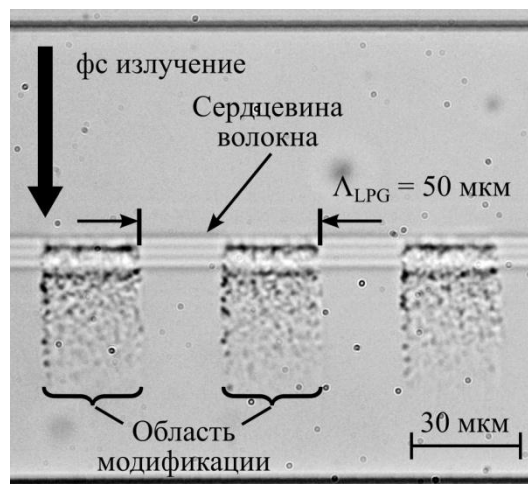


Рис. 3.2. Фрагмент пробной записи ДПВР в стандартном волоконном световоде SMF-28e+.

На Рис. 3.3 представлен спектр пропускания ДПВР в зависимости от длины решетки, созданной по описанной выше технологии, со следующими параметрами: общая длина решетки $L = 28$ мм, энергия импульса $E_p = 375$ нДж, период решетки $\Lambda_{LPG} = 500$ мкм. Как видно, на начальном участке (до 16 мм) глубина пика поглощения в районе 1340 нм растет и достигает 9,3 дБ, при этом нерезонансные потери достигают 1 дБ в коротковолновой области спектра ($\lambda < \lambda_{LPG}$, где $\lambda_{LPG} = 1340$ нм – резонансная длина волны максимального пика поглощения ДПВР) и 0,5 дБ для длинноволновой области спектра ($\lambda > \lambda_{LPG}$). При дальнейшем увеличении длины ДПВР до 28 мм глубина начального пика поглощения уменьшается до 3.4 дБ, и появляются резонансные пики на других длинах волн, что говорит об эффективной связи с другими оболочечными модами. Другим недостатком прямой поточечной схемы записи является высокая чувствительность спектра пропускания к положению области модификации внутри сердцевины волокна, что приводит к низкой воспроизводимости результатов.

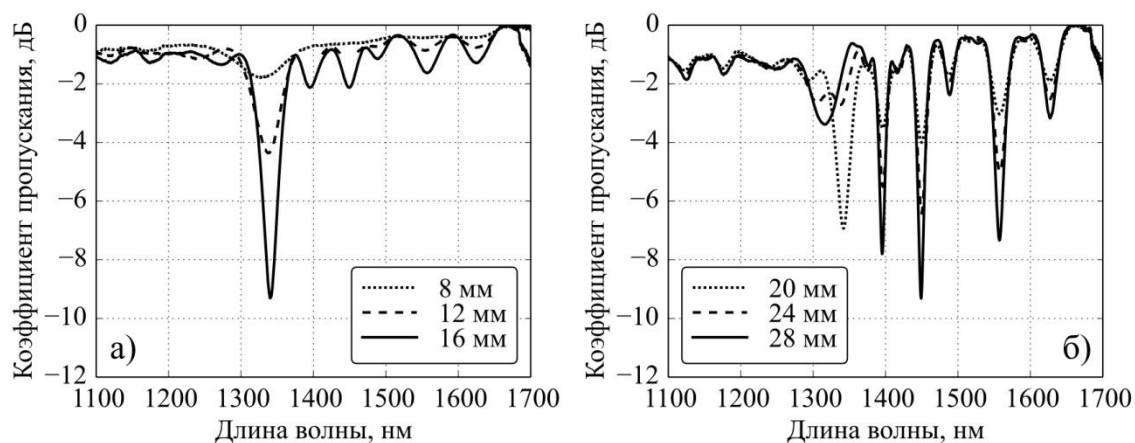


Рис. 3.3. Спектры пропускания ДПВР при поточечной записи: а) длина решетки 8-16 мм, б) длина решетки 20-28 мм.

Данные проблемы также отмечались в других работах, связанных с прямой поточечной записью ДПВР фс излучением [16]. Главным образом они вызваны асимметричностью размеров области модификации в продольном и поперечном направлении. Кроме того, рост нерезонансных потерь связан с

образованием неоднородностей, на которых происходит рассеяние излучения [105]. Помимо этого, поскольку поперечный размер области модификации (1,4 мкм) значительно меньше диаметра сердцевины, требуется точная настройка положения лазерного пучка относительно сердцевины на всей длине решетки. Например, при длине решетки 10 мм и отклонении от начального положения на уровне 2 мкм, волокно должно быть выровнено с точностью выше $0,01^\circ$.

По этой причине метод записи, который позволил бы увеличить поперечный размер области модификации без существенного изменения продольного, может значительно улучшить спектральные характеристики ДПВР, а также повысить воспроизводимость результатов. В предыдущих работах по фс модификации ВС были предложены различные методы увеличения перекрытия области модификации и поля моды сердцевины, в том числе непрерывное сканирование в поперечном к оси волокна направлении [106], использование фокусирующей оптики с малой числовой апертурой [12]. При этом амплитуда основного пика возрастала, однако уровень нерезонансных потерь также увеличивался за счет роста рассеяния на неоднородностях в сердцевине волокна и неоднородного распределения области модификации. Для создания радиально-симметричных модификаций в объеме прозрачных материалов были продемонстрированы методы записи астигматическим пучком с использованием цилиндрической линзы [5] и пучком, ограниченным щелью [7]. Отсутствие требования к высокой точности настройки, а также возможность быстрого изменения геометрии пучка делают метод записи ограниченным щелью пучком более предпочтительным для записи волноводных структур показателя преломления. Так, например, авторами работы [6] было показано, что при модификации плавленого кварца пучками, ограниченными щелью, поперечное сечение области изменения показателя преломления имеет радиально-симметричное распределение, по этой причине данный метод является привлекательным для записи ДПВР с радиально-

симметричным распределением изменения показателя преломления поперек волокна.

На Рис. 3.4 а представлена схема записи ДПВР ограниченным щелью пучком. Изначально круглый пучок (с диаметром D_0) после прохождения щели преобразуется в пучок с различными размерами вдоль (D_0) и поперек (D_s , зависящего от размера щели) волокна. На Рис. 3.4 б-в представлено распределение интенсивности в плоскости Y-Z при стандартной фокусировке гауссова пучка, и пучка, ограниченного щелью. Для гауссова пучка распределение интенсивности имеет вид [107]:

$$I_c(x, y, z) = \frac{1}{1 + z^2 / z_0^2} \exp \left[\frac{-2(x^2 + y^2)}{r_0^2 (1 + z^2 / z_0^2)} \right], \quad (3.1)$$

для пучка с эллиптическим сечением [7]:

$$I_e(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{1 + z^2 / z_0^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + z^2 / z_0^{*2}}} \exp \left[\frac{-2x^2}{r_0^2 (1 + z^2 / z_0^2)} \right] \exp \left[\frac{-2y^2}{r_0^{*2} (1 + z^2 / z_0^{*2})} \right]. \quad (3.2)$$

В данных формулах начало координат совпадает с положением геометрического фокуса пучка, $r_0 = \lambda / \pi NA$ - значение перетяжки пучка в точке фокуса, λ - длина волны излучения, NA - числовая апертура линзы, $z_0 = kr_0^2 / 2$ - рэлеевская длина, $k = k_0 n$ - волновое число, n - показатель преломления среды, k_0 - волновое число в вакууме. В уравнении (2) для эллиптического пучка $r_0^* = (R_x / R_y) r_0$, $z_0^* = kr_0^{*2} / 2$, где R_x, R_y - полуоси эллипса. Как видно, в случае пучка, ограниченного щелью, интенсивность имеет практически радиально-симметричное распределение и поперечный размер модификации значительно возрастает.

Для тестирования данного метода записи были проведены модификации с использованием ограниченного щелью пучка при различных энергиях импульса в диапазоне 1,1-1.6 мкДж и времени воздействия 0.5-1 с (Рис. 3.4 г). Видно, что в данном случае модификация имеет различный размер поперек (w_s) и вдоль (w_0) волокна. Отношение w_s/w_0 равно ≈ 5 зависит от отношения

диаметра пучка ($D_0 = 6$ мм) к ширине щели ($D_s = 1$ мм), соответственно, чем меньше ширина щели при постоянном диаметре пучка, тем более широкую область модификации в поперечном к оси волокна направлении можно достичь. Как видно из рисунка при данном размере пучка, ширина щели в 1 мм, позволяет полностью модифицировать сердцевину волокна, поэтому является оптимальной шириной при данном диаметре сердцевины волокна, по этой причине в дальнейших экспериментах использовался именно этот размер щели.

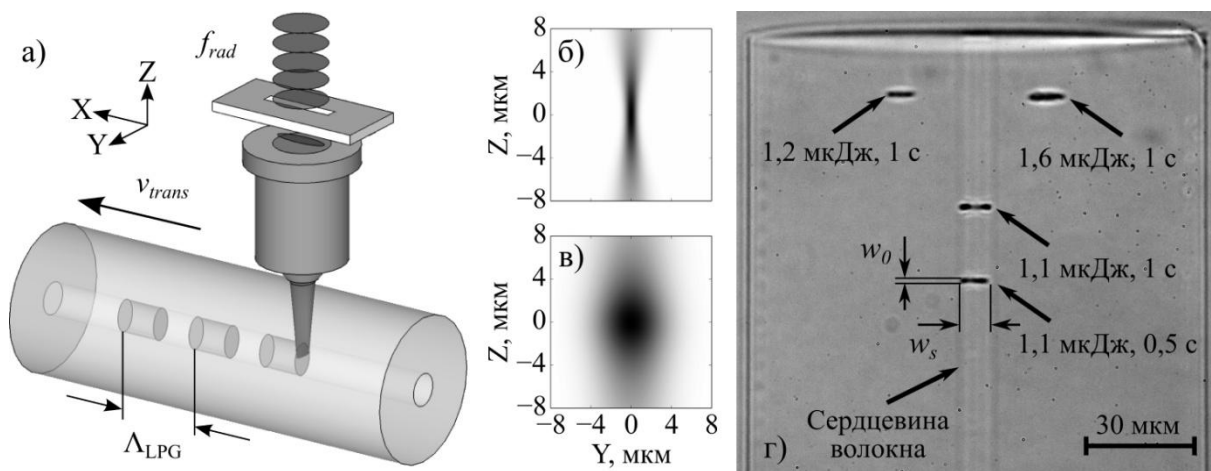


Рис. 3.4. а) Схема записи ДПВР ограниченным щелью пучком. б) Расчетное распределение интенсивности для случая фокусировки гауссова пучка и в) пучка, ограниченного щелью. г) Изображение модификаций, полученных ограниченным щелью пучком.

На Рис 3.5 представлен спектр пропускания ДПВР в зависимости от длины решетки, записанной с использованием ограниченного щелью пучка со следующими параметрами: $E_p = 1$ мкДж, $L = 34$ мм, $\Lambda_{LPG} = 500$ мкм. Потери в коротковолновой области уменьшились до 0,17 дБ, в длинноволновой до 0,2 дБ, при этом удалось записать решетку большей длины, соответственно глубина пика поглощения в данном случае возросла до 12,6 дБ. Таким образом, продемонстрировано улучшение характеристик создаваемых решеток за счёт применения предложенного метода записи.

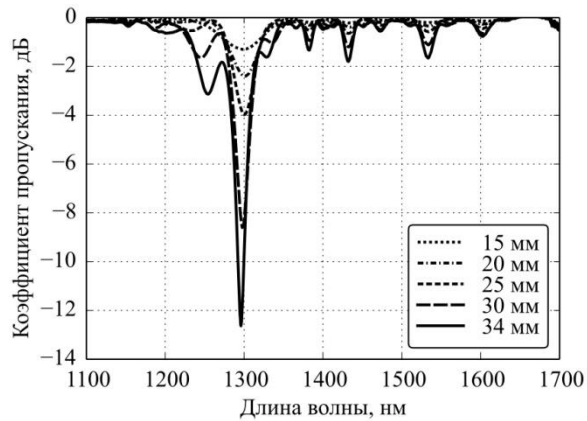


Рис 3.5. Спектры пропускания ДПВР, записанных ограниченным щелью пучком.

Как известно, повторное воздействие фемтосекундного излучения на модифицированную ранее область может привести к дополнительному увеличению модуляции показателя преломления в этой области [10]. Поэтому, для увеличения глубины модуляции ДПВР и, соответственно, увеличения амплитуды резонансного пика, был применен метод многократной записи решетки, т.е. после первой записи решетки, производилась вторая из той же начальной точки по X и небольшим смещением ≈ 1 мкм поперек волокна вдоль Z , что и первая. Спектры ДПВР, записанной в несколько проходов для записи пучком с гауссовым профилем ($E_p = 375$ нДж, $L = 20$ мм, $A_{LPG} = 500$ мкм) и записи ограниченным щелью пучком ($E_p = 1.05-1.1$ мкДж, $L = 20$ мм, $A_{LPG} = 500$ мкм), представлены на Рис. 3.6.

Видно, что в первом случае (Рис. 3.6 а) данный способ увеличения амплитуды приводит к существенному росту нерезонансных потерь относительно первоначальной записи и кроме того амплитуда резонансного пика из-за возбуждения других оболочечных мод перестает расти и, наоборот, заметно снижается. При использовании метода записи ограниченным щелью пучком (Рис. 3.6 б), уровень нерезонансных потерь увеличивается незначительно, при этом глубина пика поглощения увеличивается до 18.3 дБ.

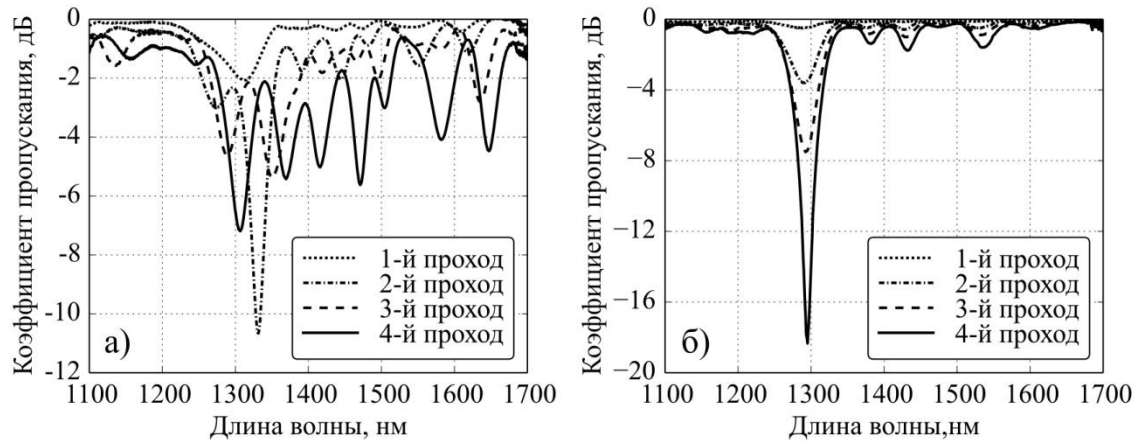


Рис. 3.6 Спектры пропускания ДПВР записанных в несколько проходов при а) записи пучком с гауссовым профилем и б) записи ограниченным щелью пучком.

На Рис. 3.7 представлено сравнение экспериментального и расчетного спектра ДПВР. Расчет осуществлялся для параметров ДПВР и ВС, представленных выше, и основан на математической модели теории связанных мод и решении связанных уравнений методом Т-матриц [86]. Величина модуляции показателя преломления ДПВР, используемая в расчетах, $8,2 \times 10^{-4}$. Как видно из сравнения данных спектров пик поглощения ДПВР с $\lambda = 1295$ нм соответствует связи мод LP_{01} - LP_{02} , тогда как другие пики поглощения ДПВР являются резонансами, связанные с модами высшего порядка LP_{04} , LP_{05} .

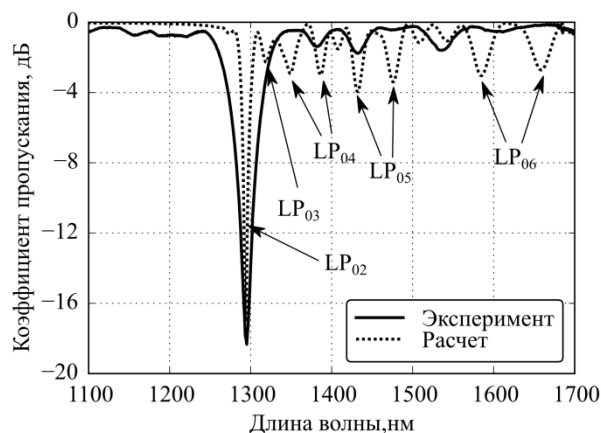


Рис. 3.7 Сравнение экспериментального и расчетного спектра ДПВР

Известно, что связь между модами оболочки и сердцевины зависит от показателя преломления внешней среды [89]. Для ДПВР, записанной в несколько проходов пучком, ограниченным щелью, был измерен спектр пропускания в воздушной среде (Рис. 3.8). Смещение положения пиков ДПВР в присутствии иммерсионной жидкости в коротковолновую область совпадает с результатами, полученными в работах по применению ДПВР в рефрактометрии [90]. Кроме этого, результаты по сравнению спектров ДПВР в различных внешних условиях также свидетельствует о связи мод LP_{01} - LP_{02} для основного пика поглощения ДПВР, поскольку, как известно, смещение для мод низшего порядка гораздо меньше, чем для мод более высоких порядков [108]. Необходимо отметить, что представленные спектры ДПВР являются не типичными для традиционной ДПВР, где наблюдается увеличение амплитуды пиков с увеличением порядка оболочечной моды [109], хотя подобное поведение спектра ДПВР, записанной фемтосекундным излучением в световоде SMF-28 наблюдалось в [110].

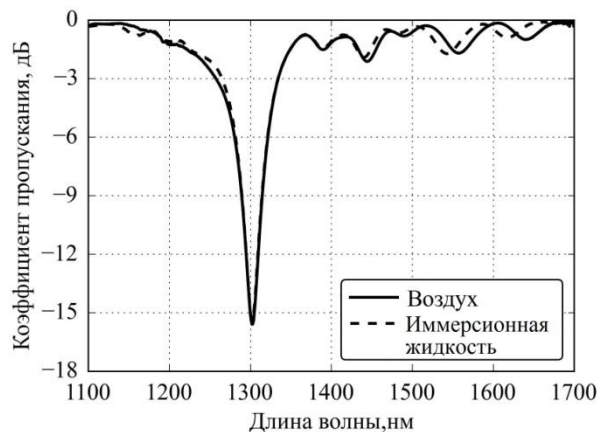


Рис. 3.8 Сравнение спектров пропускания ДПВР в различных внешних средах – иммерсионной жидкости и воздухе

Таким образом, продемонстрированы возможности метода записи ДПВР в нефоточувствительных световодах фс излучением и ограниченным щелью пучком. За счет более равномерной модификации показателя преломления

внутри сердцевины волокна данный метод позволяет записать ДПВР с нерезонансными потерями $\leq 0,2$ дБ, при этом амплитуда резонансного пика заметно выше, чем в случае записи пучком с гауссовым профилем. Также показано, что амплитуду пика ДПВР можно увеличить посредством многократной записи (≤ 18.3 дБ). Представленный метод может быть использован при записи ДПВР, используемых в качестве спектральных фильтров волоконных лазеров, поскольку позволяет записывать ДПВР в нефоточувствительных световодах с минимальными нерезонансными потерями, а также сенсоров, поскольку позволяет создавать ДПВР без снятия защитной оболочки.

Глава 4 Создание волоконных брэгговских решеток

В данной главе представлены результаты по записи ВБР второго и первого порядка фс излучением с длиной волны 1026 нм, а также создание решеток со специальным профилем изменения показателя преломления вдоль световода – суперструктурированных ВБР. Также представлены результаты по сравнению полученных экспериментальных спектров отражения с расчетными по теории связанных мод и аналитическими выражениями для спектра однородной ВБР.

Исследования по созданию решеток показателя преломления в стандартном телекоммуникационном волокне Corning SMF-28e+ (диаметр оболочки и сердцевины соответственно 125 мкм и 8.2 мкм) выполнялись на установке прецизионной фемтосекундной модификации материалов. Выбор волокна обусловлен широким распространением в сенсорных и волоконно-оптических системах. Схема установки представлены на Рис. 4.1.

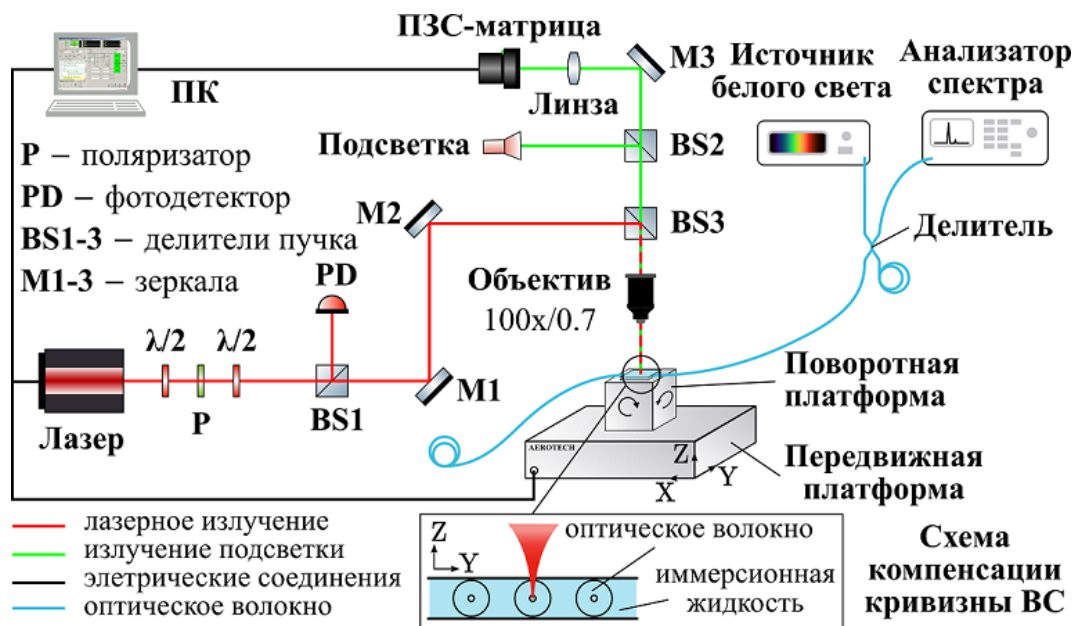


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки по фемтосекундной модификации прозрачных материалов.

Излучение фемтосекундного лазера Light Conversion PHAROS 6W (длина волны второй гармоники 1026 нм, частотой повторения импульсов 1 кГц, длительностью импульса на полувысоте 232 фс), через систему поворотных зеркал (M1-2, BS3) заводилось на микрообъектив 100X Mitutoyo Plan Apo NIR HR Infinity-Corrected Objective с высокой числовой апертурой NA= 0.7. С помощью системы ослабления пучка, состоящей из двух полуволновых пластинок и поляризатора (P), устанавливался необходимый уровень энергии импульса.

Перемещение образца производилось с помощью системы высокоточных координатных столов Aerotech ABL100, механический поворотный стол (ПС) позволял выставлять плоскостность поверхности образца по всей области сканирования. С помощью подсветки и ПЗС-матрицы выполнялась настройка положения области фокусировки внутри материала и плоскостность при перемещениях. Энергия импульсов лазерного излучения контролировалась высокочувствительным фотодетектором Ophir PD10-pJ (PD). Для фокусировки излучения в сердцевину волоконного световода была выбрана схема, компенсирующая кривизну поверхности волокна (см. вставку на Рис. 4.1). Волокно располагалось между двух параллельных пластин из плавленого кварца, пространство между которыми заполнялось иммерсионной жидкостью. Показатель преломления иммерсионной жидкости подбирался близким к показателю преломления оптического волокна для устранения преломления на границах. Регистрация спектров волоконных решеток осуществлялась с помощью источника белого света Yokogawa AQ4305 и анализатора спектров Yokogawa AQ6370. Сфокусированный высокоапертурным объективом в сердцевину световода импульс лазера создает модификацию показателя преломления, при этом период решетки определяется выражением:

$$\Lambda_{FBG} = \frac{v_{trans}}{f_{rad}}$$

где v_{trans} - скорость перемещения волокна, f_{rad} - частота следования лазерных импульсов. Это означает, что период ВБР можно изменять, варьируя лишь скорость перемещения волокна и частоту повторения лазерных импульсов. С учетом этого выражение для резонансной длины волны ВБР λ_{FBG} примет следующий вид:

$$\lambda_{FBG} = \frac{2n_{eff}^{core} v_{trans}}{m f_{rad}}$$

где m – дифракционный порядок решетки.

Скорость перемещения волокна во время записи составляла $v_{trans} \approx 0.5$ для решеток первого порядка и ≈ 1 мм/с для решеток второго порядка, частота следования лазерных импульсов $f_{rad} = 1$ кГц. Общая протяженность записанных решеток составляет 1-10 мм. Изображения фрагментов записанных ВБР были получены методом дифференциальной интерференционно-контрастной микроскопии на микроскопе Zeiss Axioskop 2 MOT.

4.1. Запись ВБР через защитное полиимидное покрытие в волокнах с германиевой сердцевиной и чисто кварцевой сердцевиной

Как уже отмечалось ранее, ВБР широко применяются в сенсорных системах благодаря ряду преимуществ, таких как компактный размер, отсутствие восприимчивости к электромагнитным полям, способность прямого измерения таких физических параметров как температура и деформация. Использование специализированных оптических волокон расширяет спектр применения датчиков на основе ВБР. Так, например, полиимидное защитное покрытие позволяет увеличить предел прочности волоконного световода (ВС) на растяжение и повышает стойкость ВС к высоким температурам, использование ВС с чисто кварцевой сердцевиной делает возможным использование волоконных датчиков в среде с повышенной концентрацией водорода [111]. Кроме того, полиимид обладает большей адгезией по

сравнению с акрилатным покрытием, что важно для создания высокочувствительных датчиков деформации.

На Рис. 4.2 представлен спектр отражения решетки, записанной через полиимидную оболочку волокна SMP1500(9/125)P (Fibercore Ltd.) с амплитудой отражения 86.5% и спектральной шириной 0.18 нм. Параметры волокна представлены в Таблице 4.1. На Рис. 4.3 представлено DIC-изображение данной ВБР. Параметры записи были следующие: энергия импульса $E_p = 160$ нДж, $L = 11$ мм, $\Lambda_{FBG} = 1.07$ мкм (второй порядок, $m = 2$).

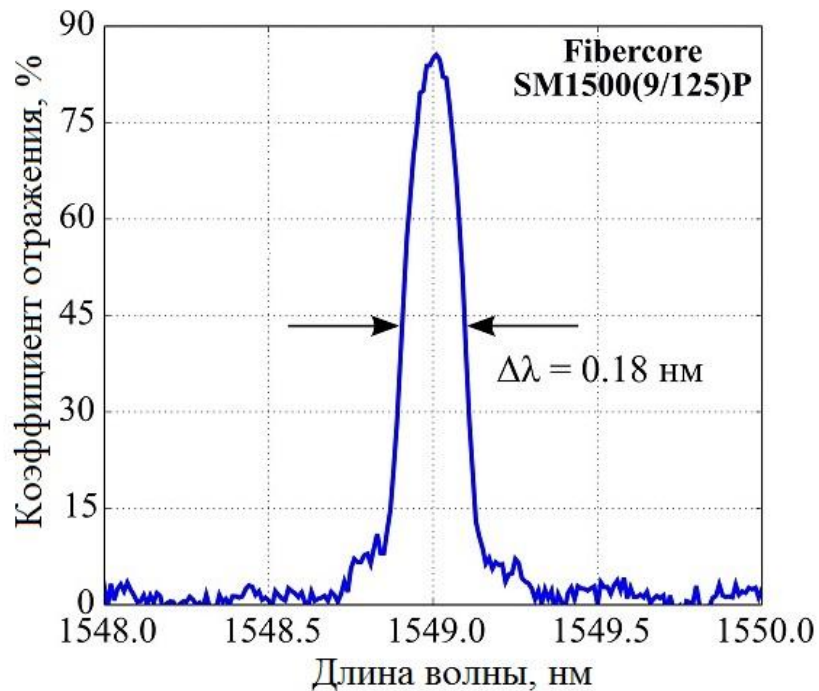


Рис. 4.2 Спектр отражения ВБР, записанной через полиимидное защитное покрытие в волокне SMP1500(9/125)P (Fibercore Ltd.)

На Рис. 4.4 представлен спектр ВБР, записанной через полиимидное защитное покрытие в волокне с чисто кварцевой сердцевиной SMP1500SC(9/125)P, с амплитудой пика отражения 51% и спектральной шириной 0,14 нм. На Рис. 4.5 представлено DIC-изображение данной ВБР. Параметры записи были следующие: энергия импульса $E_p = 160$ нДж, $L = 8$ мм, $\Lambda_{FBG} = 1.07$ мкм (второй порядок, $m = 2$).

Табл. 4.1. Параметры световодов SMP1500(9/125)P и SMP1500SC(9/125)P

	SM1500(9/125)P	SM1500SC(9/125)P
Рабочая длина волны (нм)	1550	
Длина волны отсечки (нм)	1400-1500	1190-1290
Числовая апертура	0.13-0.15	
Диаметр поля моды (мкм)	9	
Ослабление (дБ/км)	≤ 0.6	≤ 0.8
Предельное растяжение (%)	2	
Диаметр световода (мкм)	125 \pm 2	
Диаметр защитного покрытия (мкм)	145 \pm 5%	
Тип покрытия	Полиимид	
Максимальная температура (°C)	300 долговременно/ 400 кратковременно	

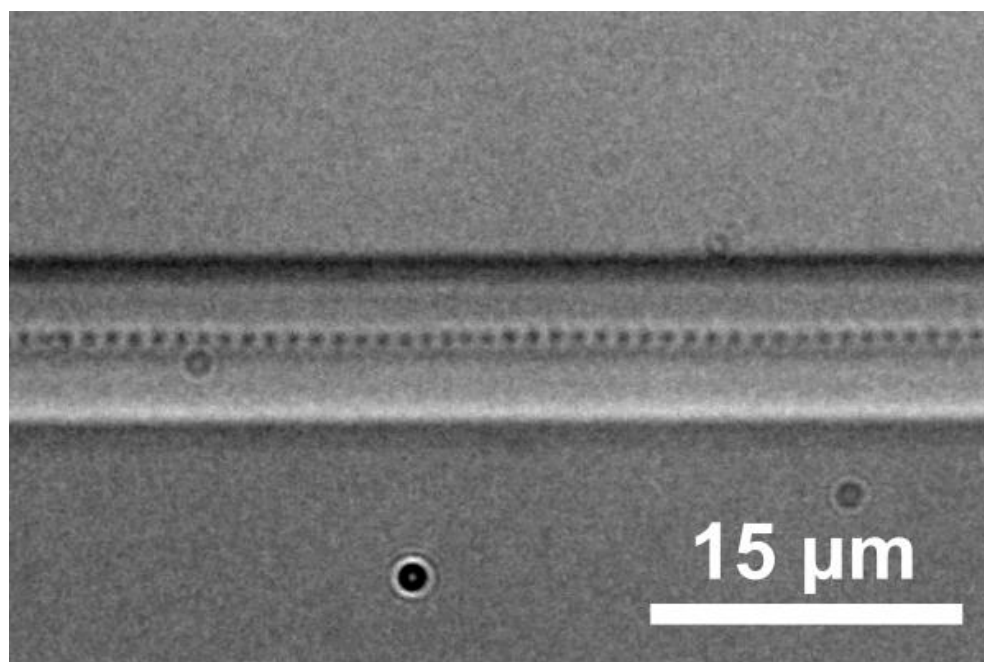


Рис. 4.3 Фрагмент брэгговской решетки, записанной в сердцевине волоконного световода SMP1500(9/125)P.

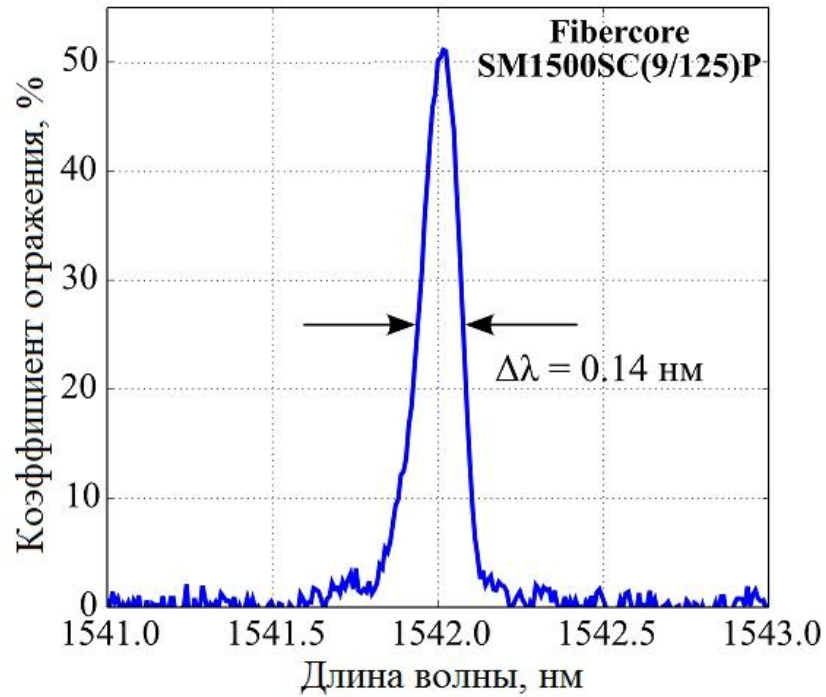


Рис. 4.4 Спектр отражения ВБР, записанной через полиимидное защитное покрытие в волокне с чисто кварцевой сердцевиной SMP1500SC(9/125)P (Fibercore Ltd.)

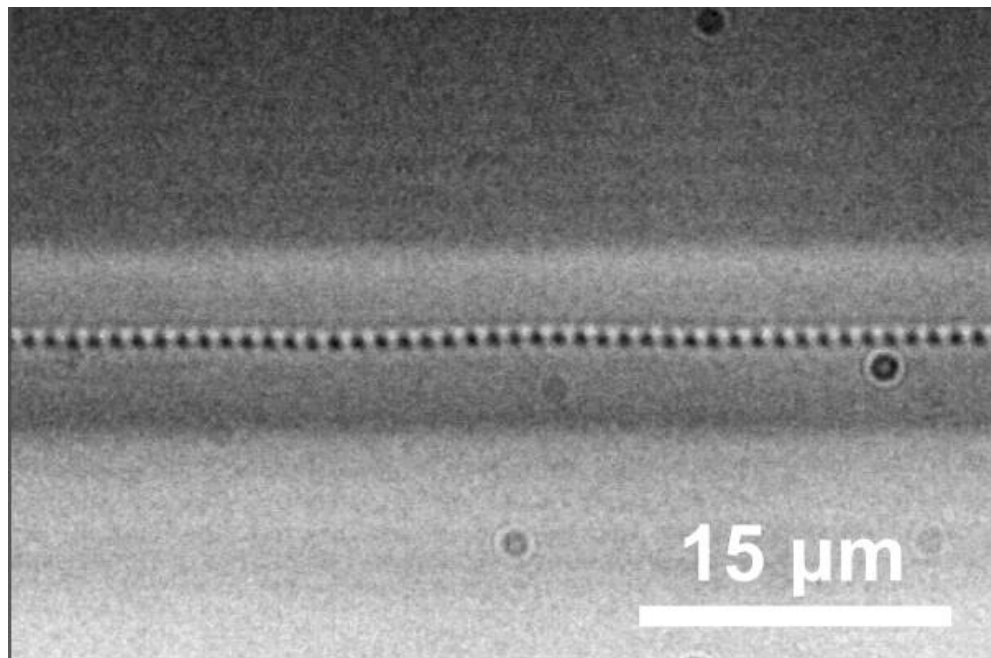


Рис. 4.5 Фрагмент брэгговской решетки, записанной в сердцевине волоконного световода SMP1500SC(9/125)P

Необходимая разница Δn между сердцевиной и оболочкой в волокне с чисто кварцевой сердцевиной достигается за счет допирования оболочки фтором, который уменьшает изначальный показатель преломления кварцевой оболочки (см. Рис. 4.6 б).

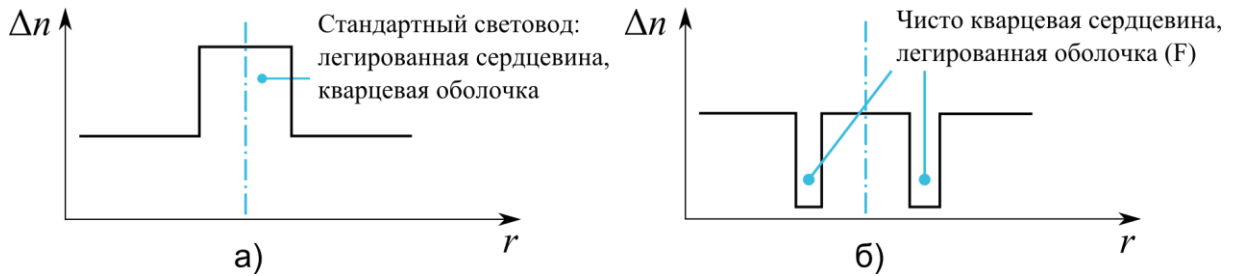


Рис. 4.6 Профиль показателя преломления стандартного световода (а) и с чисто кварцевой сердцевиной (б)

Как было сказано выше, ВБР, записанные фс лазерными импульсами через полиимидное покрытие, имеют более высокую температурную стойкость по сравнению со стандартными ВБР, записанными по УФ технологии. На Рис. 4.7 представлены результаты по испытанию ВБР, созданных в световодах SMP1500SC(9/125)P и SMP1500(9/125)P, при долговременном воздействии высокой температуры (до 350 °С). Как видно из графика, при таком воздействии не происходит деградации ВБР, тогда как температурная стойкость стандартных ВБР ограничена ≈ 100 °С, вследствие разрушения акрилатного покрытия при данных температурах и температурного «стирания» решетки [112]. На Рис. 4.8 показано смещение резонансного пика в спектре отражения волоконной брэгговской решетки при нагреве, видно, что зависимость имеет линейный характер с коэффициентом 13 ± 0.2 пм/°С. На Рис. 4.9 показано сравнение величин максимального растяжения для световодов SMF-28+ и SMP1500(9/125)P, из которого видно, ВБР, записанная в световоде SMP1500(9/125)P обладает в 2 раза большим рабочим диапазоном по растяжению, чем ВБР, записанная со снятием защитной оболочки, поскольку в первом случае отсутствуют микротрещины, возникающие при удалении

защитного покрытия, которые в свою очередь значительно снижают прочностные характеристики волокна.

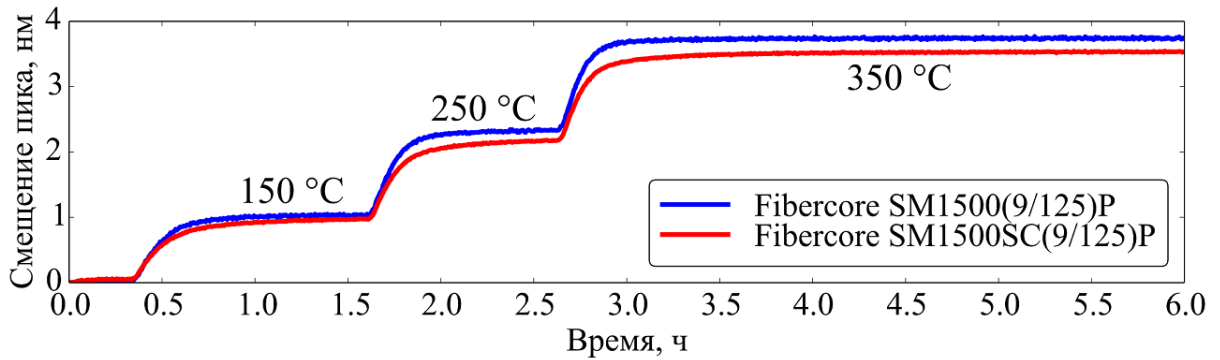


Рис. 4.7 Высокотемпературные испытания ВБР, записанных в световодах SMP1500SC(9/125)P и SMP1500(9/125)P.

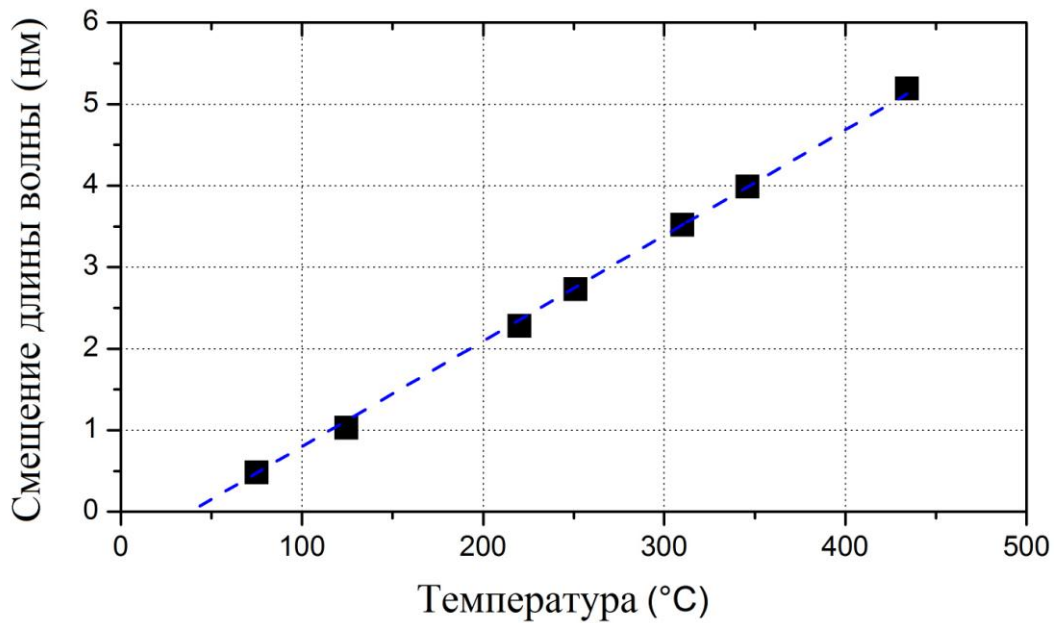


Рис. 4.8 Смещение резонансного пика в спектре отражения ВБР в световоде SMP1500(9/125)P при нагреве.

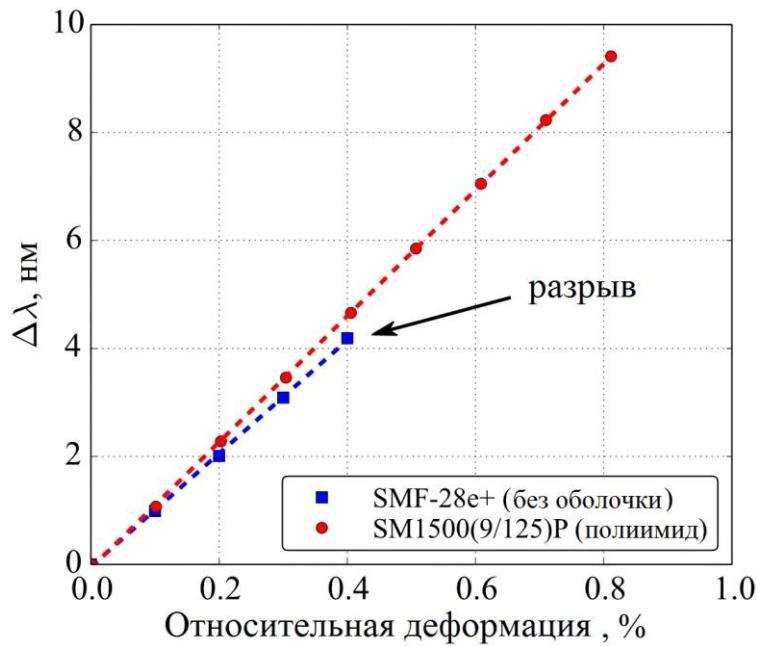


Рис. 4.9 Сравнение величин максимального растяжения для световодов SMF-28+ и SMP1500(9/125)P

4.2. Запись чирпированных, суперструктурированных и коротких ВБР через защитное полиимидное покрытие

Поточечная технология записи ВБР фс излучением открывает возможности по созданию ВБР со специфическими спектральными характеристиками или предельными параметрами (например, длина ВБР). Для получения высокого пространственного разрешения измерения физических величин требуется иметь ВБР как можно меньшего размера, с другой стороны малая длина ВБР ограничивает максимальный коэффициент отражения при неизменной модуляции показателя преломления, что также важно для адекватного опроса системы датчиков. При поточечной записи ВБР первого порядка существует проблема перекрытия областей модификации, что приводит к снижению видности решетки и, соответственно, к существенному снижению амплитуды отражения [19], по этой причине в данном случае решетки второго порядка ($m = 2$) с периодом в 2 раза выше, чем у решеток первого порядка имеют значительно большую амплитуду отражения. С другой

стороны, очевидно, что при неизменных Δn и L решетки второго порядка будут иметь гораздо меньшую амплитуду отражения, по сравнению с решетками первого порядка, поэтому для достижения высоких коэффициентов отражения решеток второго порядка требуется увеличивать L , что приводит к снижению пространственного разрешения измерений. Однако, как было показано в [22] «сильные» решетки первого порядка могут быть записаны при точном контроле энергии импульса, поскольку процесс модификации носит пороговый характер и при определенных значениях энергии импульса модификация происходит только в окрестности максимума гауссова распределения интенсивности, выше данного порога модификации. Таким образом, в данном случае перекрытия между областями модификаций не происходит и решетки имеют значительную амплитуду отражения при небольших длинах ВБР.

На Рис. 4.10 представлен спектр отражения ВБР первого порядка, записанной в в волокне SMP1500(9/125)P через защитное покрытие. Параметры записи были следующие: энергия импульса $E_p = 150$ нДж, $L = 2.7$ мм, $\Lambda_{FBG} = 0.535$ мкм (первый порядок, $m = 1$). Амплитуда пика отражения при этом равна 69% при спектральной ширине 0.36 нм. На Рис. 4.11 представлено сравнение экспериментального и расчетного спектров отражения данной ВБР, при расчетах использовалось значение $\Delta n = 4.43 \times 10^{-4}$. Видно, что расчетный спектр совпадает с экспериментальным достаточно хорошо, в том числе по спектральной ширине, положению и амплитуде побочных максимумов.

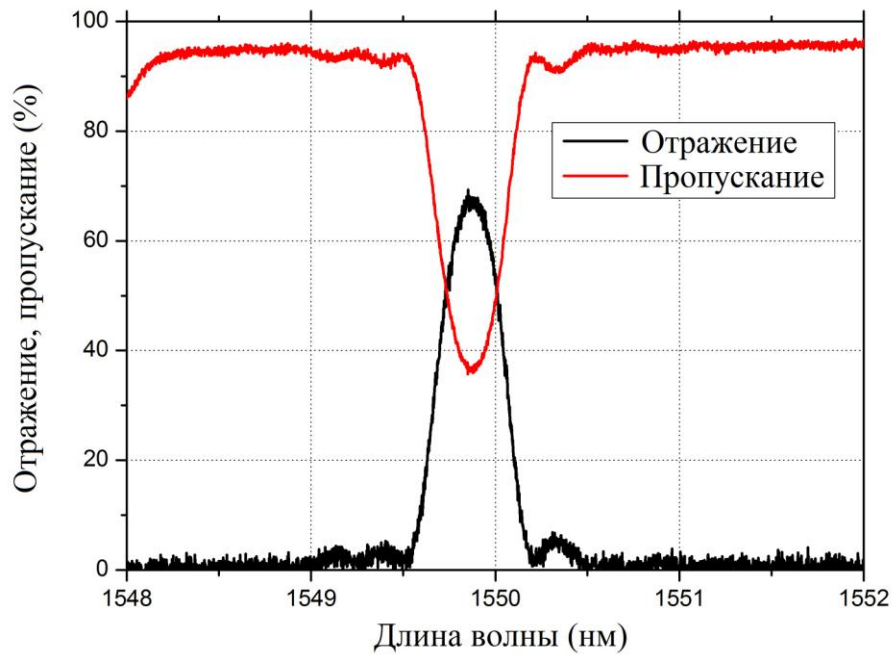


Рис. 4.10 Спектр решетки первого порядка ($L = 2.7$ мм)

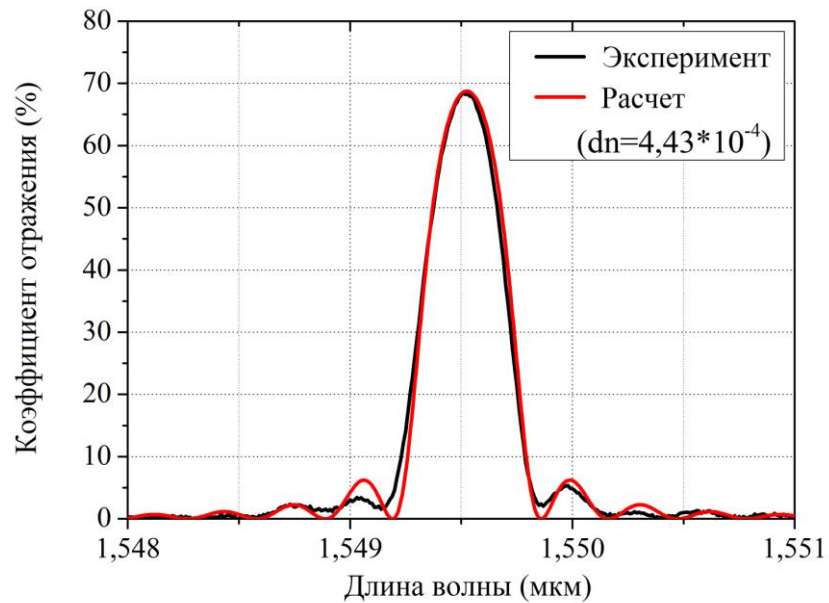


Рис. 4.11 Спектр ВБР первого порядка ($L = 2.7$ мм): эксперимент и расчет при $\Delta n = 4.43 \times 10^{-4}$

С целью дальнейшего повышения пространственного разрешения была записана ВБР с $L = 1$ мм, при неизменных остальных экспериментальных параметрах. Амплитуда пика отражения при этом равна 20 % при спектральной

ширине 0.87 нм. На Рис. 4.12 представлено сравнение спектров отражения данной ВБР в линейном (Рис. 4.12 а) и логарифмическом (Рис. 4.12 б) масштабах. В данном случае величина $\Delta n = 4.75 \times 10^{-4}$, что лишь на 7% отличается от предыдущего значения Δn для расчета ВБР $L = 2.7$ мм.

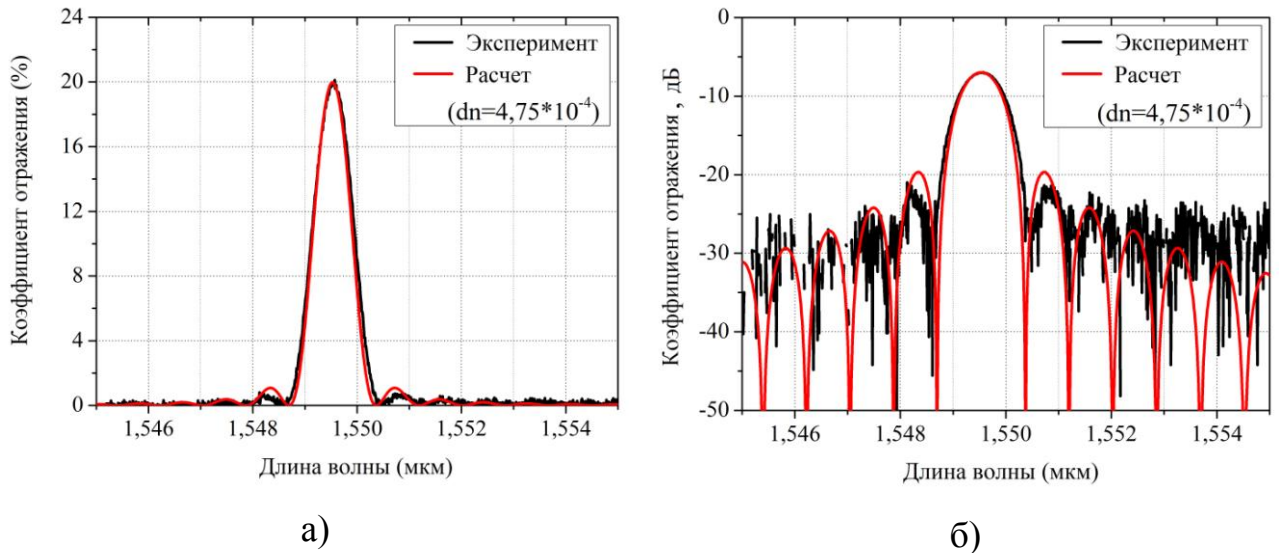


Рис. 4.12 Спектр ВБР первого порядка ($L = 1$ мм): эксперимент и расчет ($\Delta n = 4.75 \times 10^{-4}$): линейный масштаб (а) и логарифмический (б)

Помимо однородных ВБР, у которых период не меняется вдоль длины ВБР, существуют chirпированные ВБР, у которых период увеличивается или уменьшается вдоль длины ВБР, тем самым можно получить ВБР с более широким спектром отражения и обладающих групповой задержкой. Поточечная технология записи ВБР позволяет достаточно просто реализовать запись таких ВБР, линейно увеличивая скорость протяжки волокна во время записи. На Рис. 4.13 представлен спектр chirпированной ВБР первого порядка с $L = 5.35$ мм и параметром chirпа = 0,2 нм/см (величина изменения периода ВБР). На Рис. 4.14 представлено сравнение спектров отражения однородной и chirпированной решетки. Видно, что спектральная ширина в случае однородной решетки равна 0,24 нм, а chirпированной решетки 0,39 нм, при той же длине ВБР. В то же время пик отражения имеет изрезанную структуру, что характерно для chirпированных ВБР [23].

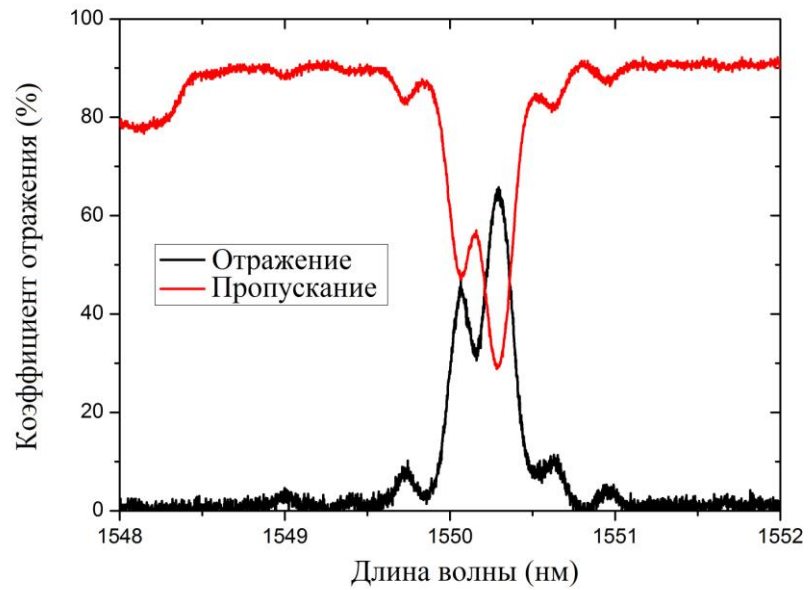


Рис. 4.13 Спектр чирпированной решетки первого порядка ($L = 5.35$ мм, параметр чирпа = $0,2$ нм/см)

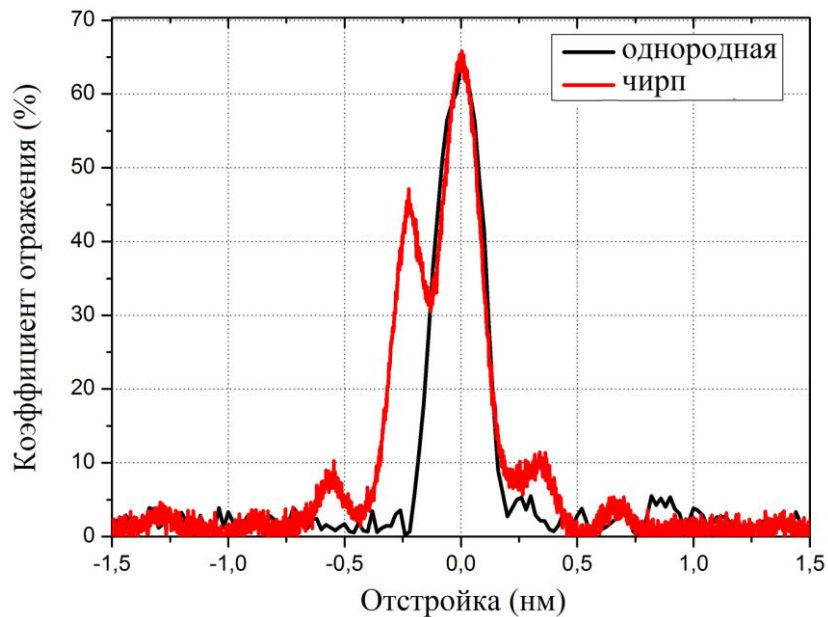


Рис. 4.14 Спектр отражения чирпированной решетки первого порядка ($L = 5.35$ мм, параметр чирпа = $0,2$ нм/см) в сравнении с однородной ВБР

Другой тип ВБР, имеющих неоднородное изменение показателя преломления вдоль длины – суперструктурированных ВБР (с англ. superstructure FBG, сокращенно ССВБР Рис. 4.15), которые помимо основного

периода Λ_{FBG} также имеют модуляцию с периодом Λ_S , при этом в спектре отражения появляются дополнительные пики отражения на резонансных длинах волн [113], отстоящих от основного пика на величину $\Delta\lambda = \lambda_{FBG}^2 / 2n_{eff}^{core} \Lambda_S$, где λ_{FBG} – центральная длина волны отражения FBG, Λ_S – период модуляции положения штрихов. На Рис. 4.16 представлен спектр ССВБР, записанной в волокне SMP1500(9/125)P через защитное покрытие со следующими параметрами: $\Lambda_{FBG} = 535$ нм, $\Lambda_S = 1.07$ мм, $L = 5.35$ мм. Амплитуда пика отражения при этом равна 38,6% при спектральной ширине 0,17 нм. Исходя из представленной выше формулы значение $\Delta\lambda = (1550 \text{ нм})^2 / (2 \times 1,45 \times 1.07 \text{ мм}) = 0.77$ нм, что близко к измеренным значениям $\Delta\lambda_{right} = 0.75$ нм, $\Delta\lambda_{left} = 0.76$ нм. На Рис. 4.17 представлено сравнение с расчетным спектром данной ВБР, при расчетах использовалось $\Delta n = 2,7 \times 10^{-4}$. Видно, что, как и в случае однородных ВБР, расчетный спектр хорошо согласуется с экспериментальным по параметрам основного и дополнительных пиков.

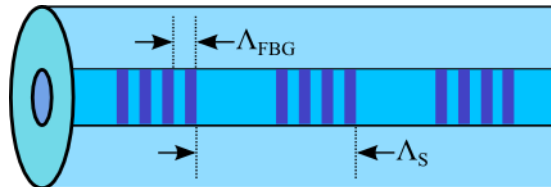


Рис. 4.15 Структура ССВБР

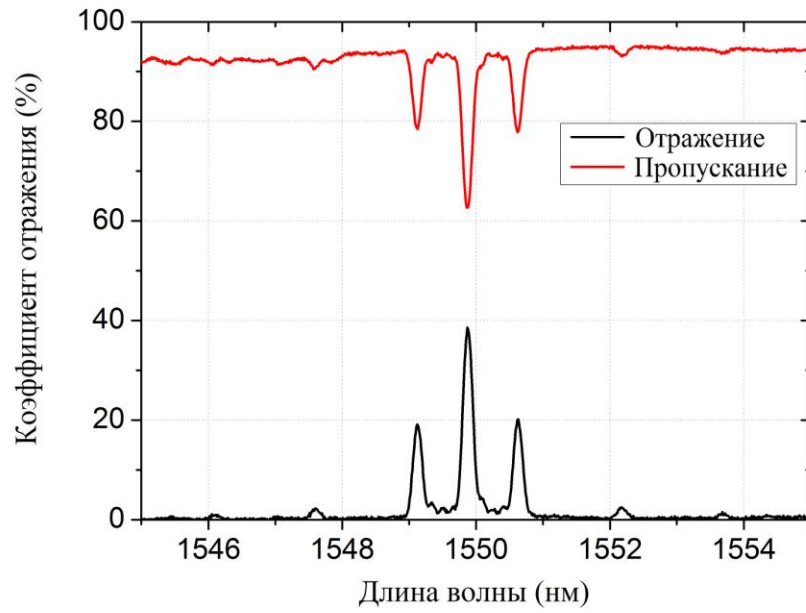


Рис. 4.16 Спектр ССВБР первого порядка ($L = 5,35$ мм, $L_S = 1,07$ мм)

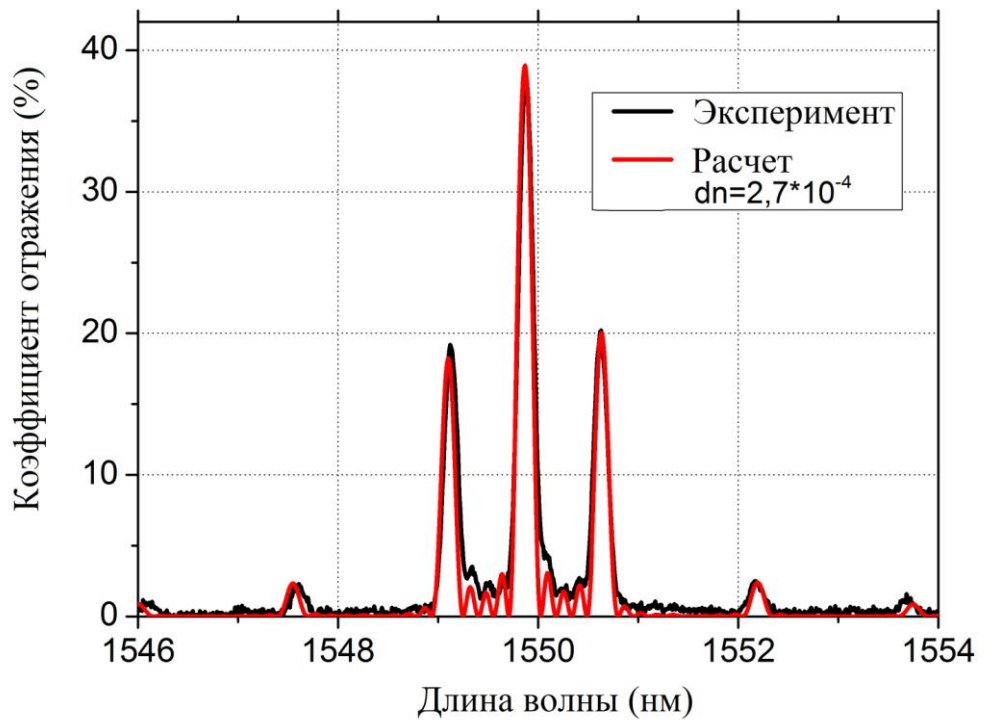


Рис. 4.17 Спектр ССВБР первого порядка ($L = 5,35$ мм, $L_S = 1,07$ мм): расчет и эксперимент

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали возможность поточечной записи ВБР 2-го порядка фемтосекундным

излучением с длиной волны 1026 нм через защитное покрытие волоконного световода SMP1500(9/125)P и ВС с чисто-кварцевой сердцевиной SMP1500SC(9/125)P. Показано, что данная технология позволяет также записывать однородные и суперструктурированные ВБР 1-го порядка через защитное покрытие, в том числе полиимидное. Теоретические расчеты спектров хорошо согласуются с полученными экспериментальными результатами.

Полученные ВБР могут применяться в качестве чувствительных элементов сенсорных систем с высоким пространственным разрешением с большими рабочими диапазонами, как по температуре, так и по деформации, расширенными в сравнении с ВБР, созданными по технологии УФ записи. Кроме того, использование ВБР в световоде с чисто-кварцевой сердцевиной могут успешно применяться для долговременного мониторинга в жестких внешних условиях повышенной концентрации водорода и наличии повышенного радиационного фона. Суперструктурированные ВБР также могут применяться в сенсорных систем мониторинга для одновременного измерения температуры и деформации [114]. Кроме того, узкополосные ВБР, записанные через защитную оболочку как пассивных, так и в активных (легированных редкоземельными элементами) световодах, будут обладать повышенными эксплуатационными характеристиками при использовании в качестве зеркал мощных волоконных лазеров.

Глава 5 Создание периодических структур на поверхности никеля и титана

Как уже было сказано в главе 1, исследование образования ЛИПС на различных материалах является актуальной задачей, как с точки зрения исследования механизмов образования ЛИПС, так и с точки зрения практического применения создаваемых структур. Локализованное покрытие микроканалов нанорешетками, например, может быть использовано для изменения смачиваемости и абсорбционных свойств на определенных участках и в зонах детектирования полимерных микрофлюидных микросистем. Поверхностное локализованное наноструктурирование металлической мастер-формы, тиражируемой в больших количествах более эффективно, чем каждого микрофлюидного чипа по отдельности. В данной главе будут представлены результаты по исследованию формирования ЛИПС на поверхности никеля и титана. Причем данные структуры отличаются не только ориентацией (параллельные и перпендикулярные направлению поляризации излучения), но и степенью упорядоченности: от слабоупорядоченных структур, до высокоупорядоченных.

5.1. Создание периодических структур на поверхности никеля

Исследования велись на установке лазерной записи (Рис. 5.1), которая состоит из фемтосекундного лазера PHAROS 6W (Light Conversion LTD) с центральной длиной волны основной гармоники 1026 нм, длительностью импульса 232 фс, энергией импульса до 0.2 мДж, частотой повторения 1 кГц и высокоточного позиционера Aerotech (диапазон перемещения 25 мм × 100 мм, скорость перемещения до 300 мм/с и до 6 мм - диапазон вертикального перемещения). Скорость перемещения образца при проведении экспериментов

была от 0.2 до 0.5 мм/с. Для наблюдения процесса записи и точного позиционирования области воздействия на образце, применялась цифровая камера и система светодиодной подсветки. Диаметр сфокусированного пучка изменялся в диапазоне 4-6 мкм. В качестве образцов использовались гальванически выращенные никелевые фольги толщиной 20-30 мкм. Наноструктуры, полученные на поверхности образцов, исследовались на сканирующем электронном микроскопе Hitachi S3400N.

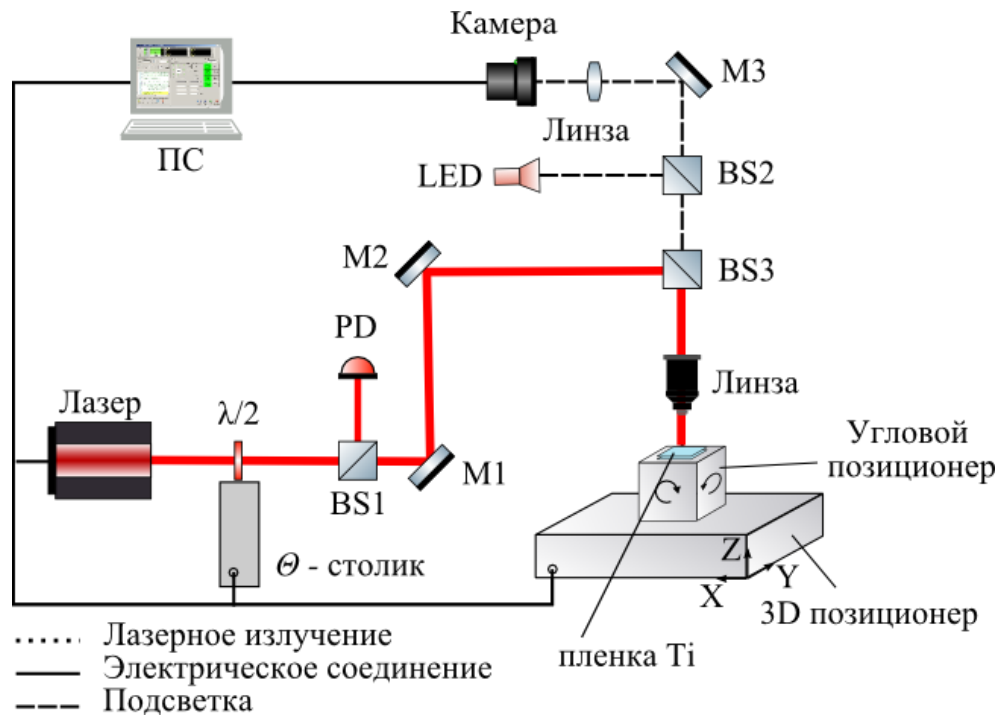


Рис. 5.1 Схема экспериментальной установки по модификации пленки металла, M1-3 зеркала, BS1-3 – делитель пучка, PD – измеритель энергии импульсов

Использование фемтосекундного лазерного пучка, сфокусированного в пятно менее 10 мкм, по нашему мнению более перспективно, чем облучение через маску широким пучком для задач, требующих только локального наноструктурирования поверхности металлов. Поскольку период лазерно-индуцированных решеток является важным параметром не только для оптических применений, но и для микрофлюидных, мы исследовали запись - индуцированных решеток на длине волны 513 нм, предполагая, что интерференционная природа эффекта должна привести к пропорциональному

уменьшению периода лазерно-индуцированных решеток. Облучение никелевых фольг велось сфокусированным пучком со следующими параметрами $\tau_p = 270$ фс, $E_p = 130-200$ нДж, $V = 0.2-0.5$ мм/с, частота 1 кГц, диаметр пятна 6 мкм. При малой энергии импульсов и высокой скорости сканирования (12 импульсов с плотностью энергии 0.456 Дж/см²) мы получили губчатую структуру (Рис. 5.2, а) со слабо выраженной периодичностью в направлении сканирования (вдоль вертикального направления на рисунке). С увеличением количества импульсов с той же плотностью энергии, попадающих в область, равную диаметру пучка, до 30 ($V = 0.2$ мм/с) сформировались четко выраженные линейные решетки на границах между канавками (темные вертикальные области), сформированных за счет сильной абляции материала поверхности. Средний период наноструктур составил 370 ± 20 нм. При увеличении плотности энергии до 0.71 Дж/см² линейные решетки практически не формируются.

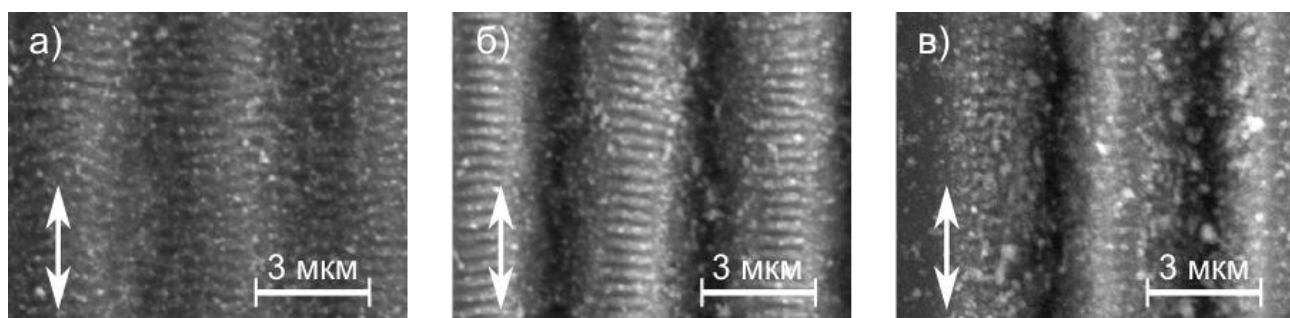


Рис. 5.2 СЭМ-микроизображения лазерно-индуцированных нанорешеток, записанных на поверхности никелевой фольги излучением с длиной волны 513 нм при различных энергиях импульса E_p и скоростях сканирования V : (а) $E_p = 130$ нДж, $V = 0.5$ мм/с, (б) $E_p = 130$ нДж, $V = 0.2$ мм/с, (в) $E_p = 160$ нДж, $V = 0.2$ мм/с.

Для того чтобы получить более однородные решетки мы исследовали их образование при различных шагах между соседними линейными треками лазерного пучка и различных скоростях сканирования. При большом расстоянии между треками и высокой скорости сканирования направление штрихов лазерно-индуцированных решетки строго перпендикулярно (Рис. 5.3,

а) направлению поляризации лазерного излучения, которое было параллельно направлению сканирования. Усреднённый период решетки на Рис. 5.3, а составляет 807 нм, что более чем в 2 раза больше чем получено нами в экспериментах с фемтосекундным излучением на второй гармонике для такого же направления поляризации. Это в целом подтверждает гипотезу, объясняющую формирование лазерно-индуцированных решеток на основе интерференции светового поля с поверхностными плазмонами. При уменьшении скорости сканирования (Рис. 5.3, б) повышается взаимное влияние треков, имеющее, вероятно, тепловой характер. На максимуме интенсивности решетка полностью стирается абляцией (темные полосы). При этом штрихи решеток, сформированные крылом Гауссова пучка предыдущего трека, работают как светорассеивающая, затравочная структура, стимулирующая образование поверхностных волн с определенной фазой на крыле распределения интенсивности пучка на следующем проходе. При этом в устоявшемся режиме в центре передней (по направлению движения) части распределения интенсивности также имеется уже сформированная решетка, которая затем стирается абляцией. В результате этих двух конкурирующих процессов штрихи изгибаются или наклоняются. Подобное влияние уже созданных структур на образование новых было исследовано в работе [48], где используя такую положительную обратную связь, авторам удалось создать периодические структуры оксида титана на поверхности титановой подложки с высокой степенью упорядоченности (разброс значений периода структур около 1 нм на общей площади 1 мм²), при этом между данными областями поверхность титана не претерпевала изменений. Однако, авторы работы, объясняют образование данных структур за счет интерференции рассеянного на поверхности и падающего излучения, а не в рамках взаимодействия падающего излучения и возбуждаемых поверхностных плазмонов.

При повышении энергии (Рис. 5.3, в) на максимуме интенсивности пучка формируется глубокая борозда, которые достаточно быстро изолирует от

взаимного влияния решетки слева и справа от максимума. Кроме этого повышение энергии импульсов ведет к повышению температуры на больших расстояниях, изменяющего оптические постоянные металла. Эти эффекты и увеличение наклона стенок канавки и приводят, вероятно, к наклону штрихов. Практически аналогичная картина, но с более упорядоченными наклонными штрихами решетки, наблюдается при энергии импульсов 107 нДж и шагом между треками 4 мкм (Рис. 5.3, г). При перекрытии областей экспонирования соседних треков направление штрихов существенно отклоняется от перпендикулярного. Кроме этого угол разворота зависит от направления сканирования пучка. Темные вертикальные области на Рис. 5.3, в) и г) соответствуют максимуму в распределении интенсивности лазерного пучка. Белые пунктирные показывают траектории движения максимума в распределении интенсивности лазерного пучка и их направление. Угол поворота штрихов лежит в пределах 15-20 градусов. Усреднённый период решетки на Рис. 5.3, г) вдоль направления движения пучка составляет 750 нм. Проявление подобного эффекта разворота штрихов по отношению к перпендикуляру к направлению поляризации видно на микроизображениях, опубликованных в работе [115]. Однако авторы не акцентировали внимание на этом эффекте и никак не прокомментировали его, хотя в предшествующих работах других авторов делался вывод, что штрихи перпендикулярны направлению поляризации [116]. В работе [117] наблюдался поворот канавок лазерно-индуцированной решетки, сформированной при облучении стали пикосекундным лазером. Кроме этого авторы наблюдали зависимость нанотекстурирования от направления сканирования лазерного пучка.

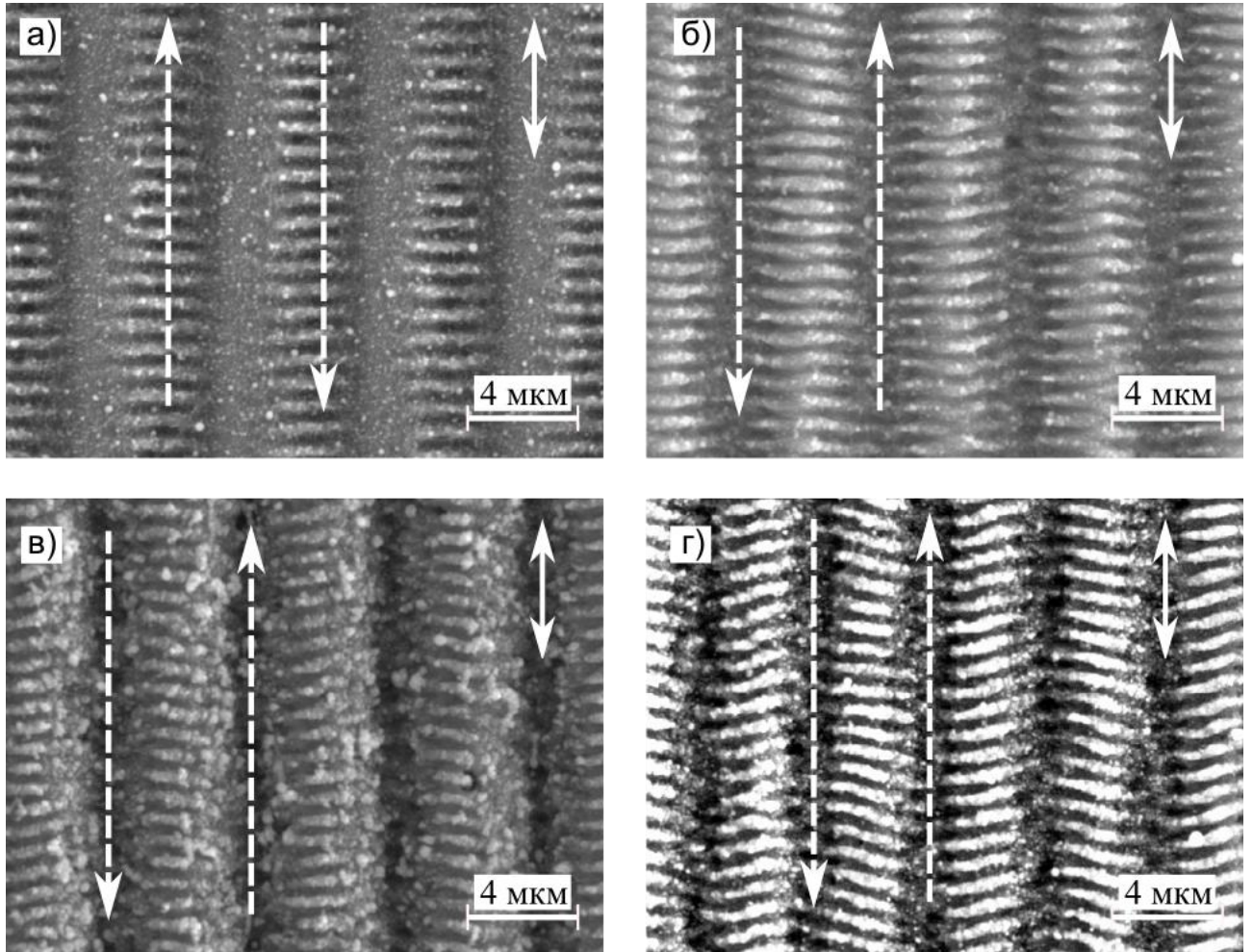


Рис. 5.3 СЭМ-микроизображения лазерно-индуцированных решеток, записанных линейным сканированием фемтосекундного лазерного пучка с шагом между треками 5 мкм – $E_p=107$ нДж, $V=0.5$ мм/с (а), $E_p=107$ нДж, $V=0.2$ мм/с (б), $E_p=215$ нДж, $V=0.2$ мм/с - (в) и шагом 4 мкм, $E_p=107$ нДж, $V=0.2$ мм/с (г).

Для более детального исследования зависимости поворота штрихов от величины перекрытия между соседними треками и направления сканирования пучка на поверхности никелевой фольги были записаны крестообразные фигуры (Рис 5.4, а). Запись производилась двумя прямолинейными проходами лазерного пучка с небольшим углом φ между ними (14°). На Рис 5.4, б пучок по каждому направлению двигался в противоположные стороны как на Рис. 5.2-Рис. 5.3. На Рис 5.4,в) направления перемещения были сонаправлены. В обоих

случаях направление вектора поляризации было одинаковым – вдоль направления первого прохода (ось Y на Рис 5.4, а).

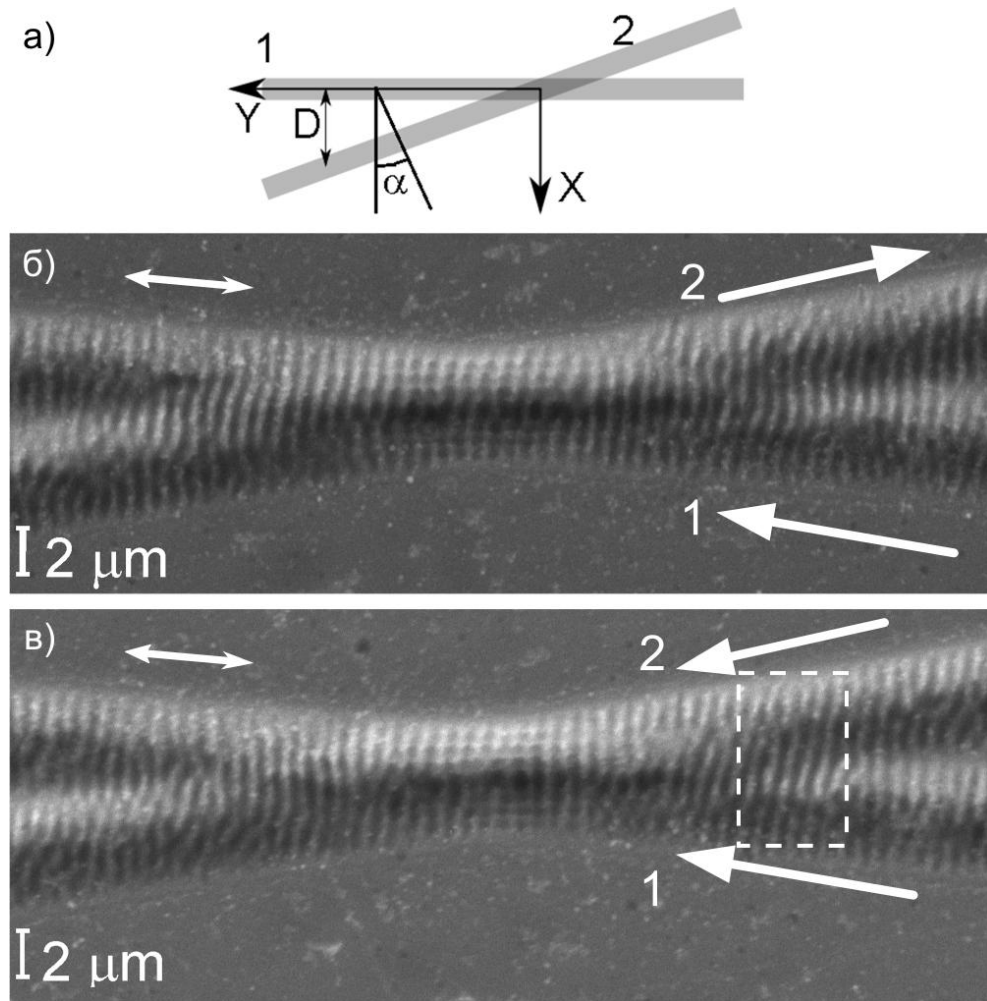


Рис 5.4 СЭМ-микроизображения лазерно-индуцированных нанорешеток, записанных линейным сканированием фемтосекундного лазерного пучка с различным направлением сканирования: противоположно направленном (а) и сонаправленном (б), $E_p = 107$ нДж, $V = 0.2$ мм/с. Длина волны – 1026 нм. Стрелками указано направление сканирования. Определение расстояния между треками и угла поворота структур (в).

На Рис. 5.5 представлены результаты измерения зависимости угла поворота канавок лазерно-индуцированных решеток от расстояния D между треками. Угол измерялся в середине отрезков между треками по отношению к

перпендикуляру к треку 1 с направлением положительного изменения угла α , представленного на Рис 5.4, а). Изменение знака у величины расстояния между треками D , соответствует переходу через точку схождения треков. Измерения проводились при различных значениях D и результат аппроксимировался квадратичным полиномом. Меньшие по сравнению с Рис. 5.3, г) максимальные достигнутые величины угла поворота объясняются, вероятно, тем, что при втором проходе пучка направление поляризации отклонялось на 14 градусов от оси формируемой канавки. Поэтому условия воздействия фемтосекундного излучения не полностью равнозначны в этих экспериментах.

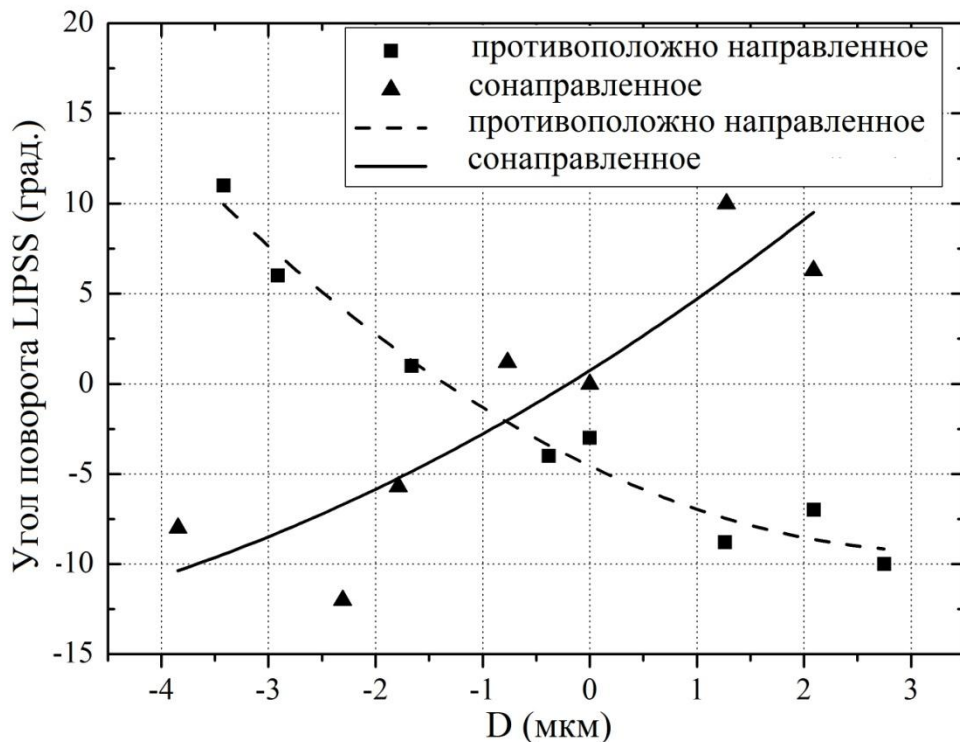


Рис. 5.5 Зависимость угла поворота структур относительно расстояния между треками при различных направлениях сканирования (сонаправленном и противоположно направленном).

Сравнение Рис 5.4 б) и в) показывает, что направление сканирования по соседним траекториям влияет на характер поворота штрихов решетки. Наиболее упорядоченные и прямые штрихи формируются при схождении сонаправленных треков с расстоянием между треками D , лежащим в пределах

2.5-3.6 мкм (пунктирный прямоугольник на Рис 5.4, в). На участке тестов, где два трека лазерного пучка проходили по одному и тому же участку, штрихи основной решетки четко повернуты при противоположном направлении траекторий. При этом они имеют несколько больший период (800 нм) по сравнению с решетками для сонаправленных соседних треков (750 нм). При последующем расхождении пучков снова на расстояние 2.5-3.6 мкм формируются не прямые, а изогнутые и менее упорядоченные штрихи решетки. Это может быть объяснено асимметрией спектральных или временных характеристик фемтосекундного лазерного пучка по сечению, направленному поперек направления движения пучка (изменение распределения его интенсивности показало соответствие TEM₀₀ моде). Другой причиной может быть формирование на месте первого трека пучка канавки с наклонными стенками за счет абляции. Наши измерения рельефа на интерферометре белого света WLI показали, что глубина канавок достигает 200-300 нм. Это соответствует среднему наклону стенок канавок 6-8 градусов. При втором проходе пучка под углом к первому треку он пересекает первую канавку сначала с одной стороны, а после точки совпадения траекторий выходит на другую стенку канавки. Для второго трека присутствует составляющая вектора поляризации, перпендикулярная направлению движения. При угле между первым и вторым треками 14° для второго прохода отношение компоненты электрического поля перпендикулярной к направлению движения к параллельной составит 1:4. На первый взгляд такое существенное превышение продольной поляризации должно полностью подавлять влияние перпендикулярной поляризации. Однако, на участке, где треки проходят по одному и тому же месту, наличие слабой поперечной составляющей приводит к формированию двумерной решетки, видимой на Рис 5.4 и показанной с увеличением на Рис. 5.6. Вероятно, эффект усиления становится возможным благодаря сформированным на первом проходе пологих стенок канавки и выступов решетки, направленных поперек стенок. Теплоотвод с выступов

снижен и, соответственно при воздействии большого количества импульсов, достигается более высокая средняя температура на их вершинах, усиливающая воздействие интерференционного поля. Эффект формирования двумерной упорядоченной структуры наблюдался ранее в [118], где при облучении неподвижным фемтосекундным пучком с длиной волны 800 нм титана через воздух на стенках кратера после воздействия 10 000 импульсов образовывались 2D нанорешетки с различным периодом: 400 нм для нанорешетки с вектором $g \perp E$ и 1500 нм для нанорешетки с вектором $g \parallel E$ для р-поляризованного излучения. Кроме этого двумерные неупорядоченные структуры с примерно изотропными характерными геометрическими характеристиками наблюдались ранее при облучении поверхности металла через слой жидкости [97]. Интересно, что в нашем случае наклон стенок канавок небольшой и период нанорешеток с $g \perp E$ только на 28% меньше (540 нм), чем период нанорешеток $g \parallel E$ (750 нм).

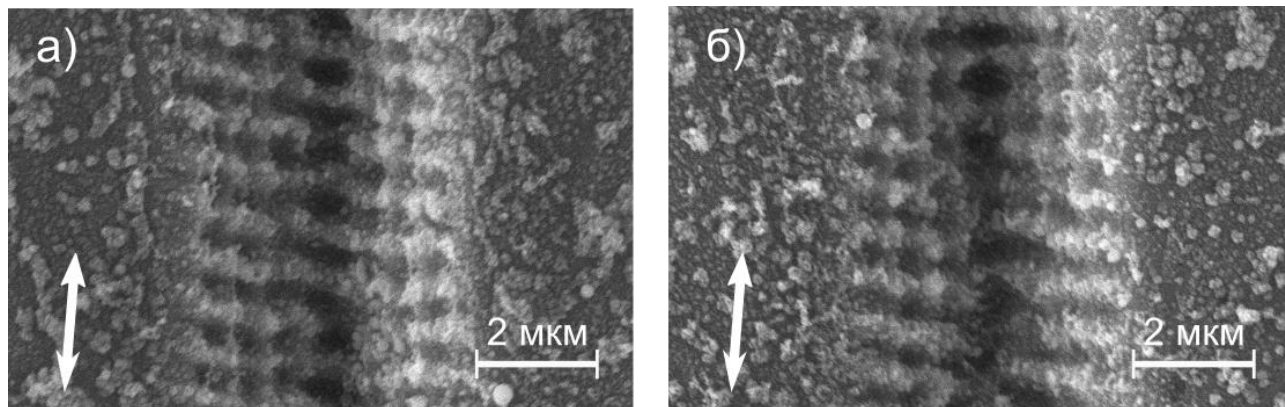


Рис. 5.6 Увеличенные СЭМ-микроизображения лазерно-индуцированных нанорешеток, записанных двукратным проходом фемтосекундного лазерного пучка по одному и тому же участку с различным направлением сканирования: противоположно направленном (а) и сонаправленном (б), Энергия в импульсе – 107 нДж. Скорость сканирования – 0.2 мм/с.

При проведении измерения с помощью интерферометра белого света рельефа канавок, сформированных сканированием фемтосекундного лазерного

пучка, было обнаружено, что они окружены брестерами оксида никеля высотой порядка 20 нм, которые не видны на СЭМ снимках. Вероятно, оксид никеля также образуется и на выступах решетки, так как в выемках решетки происходит абляция, и оксид не накапливается. Стимулирующее влияние слоя оксида на формирование лазерно-индуцированных решеток доказано в работе [48] для титана. Возможно, окисление вносит дополнительный стимулирующий вклад и в случае образования нанорешеток с $g \perp E$, при наличии даже слабой составляющей E в направлении перпендикулярном движению пучка, хотя энергия активации реакции окисления никеля существенно выше, чем для титана.

В результате работы экспериментально показано, что использование фемтосекундного излучения с длиной волны в ИК диапазоне более пригодно, чем излучение видимого диапазона для формирования лазерно-индуцированных решеток на металле путем сканирования сфокусированного пучка. Количественно исследована зависимость поворота штрихов решеток относительно направления поляризации излучения от расстояния между треками и направления движения пучка в смежных треках. Впервые обнаружено формирование двумерных периодических решеток при двойном проходе лазерного пучка по одной и той же траектории, но с небольшой разницей в направлении поляризации между проходами. При этом формируется решетка с периодом штрихов, расположенных вдоль траектории движения пучка, на 28% меньше чем период поперечных штрихов. Предложено объяснение этого эффекта. Использование сфокусированного пучка с диаметром порядка 5 длин волн, позволяет получить существенный наклон стенок канавок при абляции металла вдоль трека пучка при относительно малой глубине абляции. Управление топологией лазерно-индуцированных решеток путем различных вариантов сочетания направления сканирования пучка по смежным трекам, шага и угла наклона между треками при наличии существенного наклона стенок канавок может быть полезным для локальной (и

возможно анизотропной) модуляции трения деталей микромеханических систем, а также для управления микропотоками жидкостей в микрофлюидных системах, изготавливаемых путем репликации локально наноструктурированной никелевой мастер-формы с микроканальной топологией.

5.2. Создание периодических структур на поверхности титана

Эксперименты по экспонированию пленки титана продемонстрировали формирование ЛИПС двух типов: абляционных, ориентированных перпендикулярно поляризации падающего излучения (период 750 ± 30 нм) и термохимических высокоупорядоченных, ориентированных параллельно поляризации падающего излучения (период 760 ± 30 нм). Для выявления оптимальной величины энергии на Рис. 5.7 (а-в) показаны СЭМ-изображения высокоупорядоченных ЛИПС при различной энергии падающего излучения в диапазоне от 7,5 нДж до 14 нДж. Видно, что при энергии 7,5 и 9 нДж образуются высокоупорядоченные ЛИПС, причем при энергии 7,5 нДж размер структуры в поперечном направлении заметно меньше (1,9 мкм), чем при 9 нДж (2,3 мкм), что говорит о наличии определенного порога по интенсивности для формирования структуры. При повышении энергии до 14 нДж поперечный размер структуры возрастает до 3,1 мкм и происходит абляция в центральной области фокусировки, о которой свидетельствуют продукты абляции вокруг трека. При данной энергии образование ЛИПС происходит только на периферии, где уровень интенсивности ниже порога абляции, но выше порога формирования ЛИПС. Для сравнения на Рис. 5.7 (г-е) приведены соответствующие изображения с оптического микроскопа, полученные в режиме дифференциально-интерференционного контраста в отраженном свете, из которых четко видно образование продуктов абляции в последнем случае. Также на Рис. 5.7 (ж-и) представлены профили поверхности, измеренные с помощью АФМ (Integra nanolaboratory, NT-MDT). Высота выступов ЛИПС

лежит в диапазоне 80-135 нм, и достигает максимума для центральной полосы (Рис. 5.7 ж). На Рис. 5.7 ж), з) вокруг ЛИПС заметно локальное повышение высоты, которое возрастает с ростом энергии. Эффект образования брустверов вне зоны облучения не был отмечен в работе [48]. Однако сходной эффект наблюдался нами при исследовании формирования ЛИПС при абляции никелевых фольг [51]. Необходимо отметить интересную особенность рельефа брустверов на Рис. 5.7 ж), з) – максимумы высоты окисла на брустверах достигаются вне области облучения шириной 4 мкм. Причем сдвиг максимумов от края зоны облучения существенно больше ширины канавок в окисле на периодической части ЛИПС. При повышении энергии до 14 нДж происходит абляция материала с поверхности и формирование канала глубиной 100 нм, по бокам от которой переосаждаются продукты абляции. При уменьшении энергии импульса до 4.5 нДж модификация титана заметна лишь в оптический микроскоп, при этом ширина зоны модификации сужается до 1.4 мкм и ЛИПС в ней не обнаруживаются.

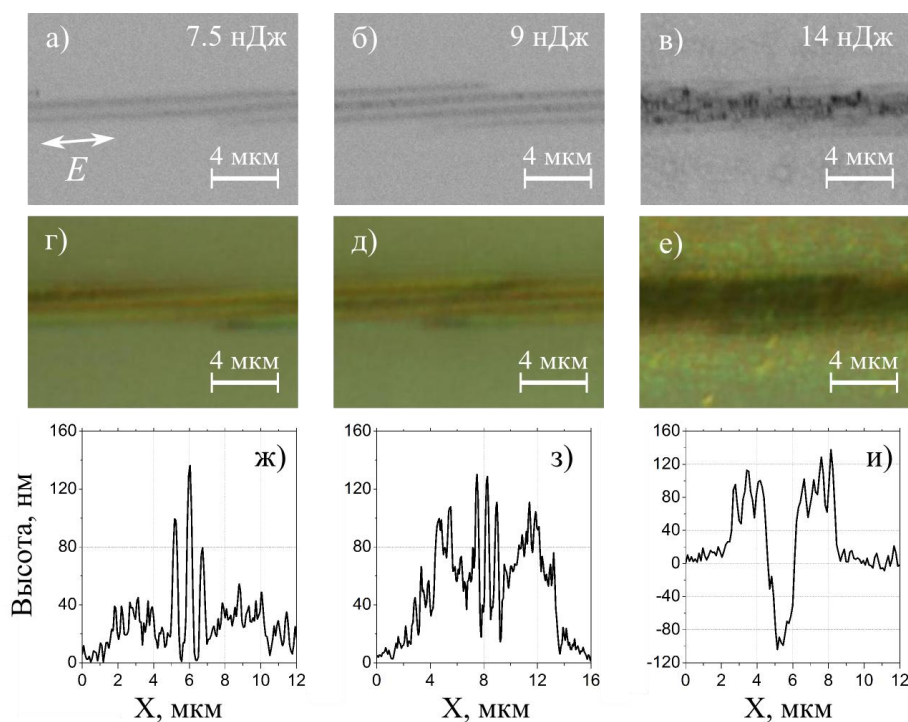


Рис. 5.7 Вид высокоупорядоченных ЛИПС при различной энергии импульсов: 7.5 нДж (а, г), 9 нДж (б, д), 14 нДж (в, е).

В экспериментах было также обнаружено, что формирование ЛИПС происходит различным образом при движении вдоль направления поляризации и в поперечном направлении (на Рис. 5.8,а трек 1 и 2 соответственно). При этом во втором случае ЛИПС имеют неоднородную структуру со слабовыраженной периодичностью в направлении перпендикулярном поляризации излучения. Стрелками на рисунке показано направление записи, двусторонними стрелками показано направление поляризации излучения. Подобная зависимость формирования ЛИПС наблюдалась в работе [119], где также отмечалось когерентное формирование ЛИПС при движении вдоль направления полос. Кроме того, на видно, что в области пересечения треков 1 и 2 первоначально сформированная ЛИПС (трек 1) не изменяется. В работе [51] по исследованию формирования ЛИПС при схождении треков под углом отличным от 90° было обнаружен поворот направления структуры в области схождения треков относительно направления поляризации излучения, которое объяснялось влиянием уже созданных структур на формируемые. В экспериментах по созданию высокоупорядоченных ЛИПС также наблюдается этот эффект. На Рис. 5.8 б) и в) представлены результаты по записи ЛИПС при пересечении треков в 30° и различной энергии импульсов: 6.5 нДж и 7.5 нДж. Видно, что, при энергии 6,5 нДж количество периодов в треке 2 становится больше после области схождения, поскольку ЛИПС из трека 1 влияет на формирование ЛИПС из трека 2. Наиболее заметно данное влияние проявляется при энергии 7,5 нДж, при которой в области схождения треков решетка ЛИПС от трека 2 поворачивается так чтобы не было фазового сдвига с ЛИПС, сформированными на треке 1.

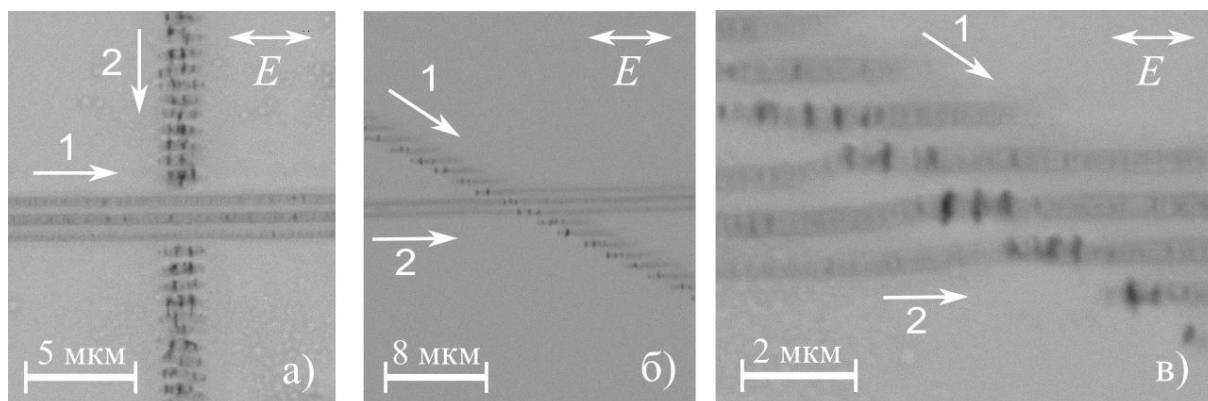


Рис. 5.8 Вид высокоупорядоченных ЛІПС при пересечении под углом 90° и энергии импульсов 8.5 нДж (а), при пересечении 30° и энергии: 6.5 нДж (б) и 7.5 нДж (в).

Кроме однородных ЛІПС, у которых полосы направлены строго в одном направлении, технология записи позволяет создавать ЛІПС различной конфигурации, например, с азимутальным или радиальным направлением структуры. На Рис. 5.9 представлены результаты записи таких ЛІПС, где область фокусировки перемещалась по окружности с постоянной скоростью одновременно с поворотом пластинки $\lambda/2$, таким образом, чтобы в каждый момент времени направление поляризации было параллельно направлению движения (Рис. 5.9 а) или перпендикулярно (Рис. 5.9 б). Видно, что в первом случае полосы не замкнутые, как ожидается для данной конфигурации эксперимента. Определенный вклад, вероятно, вносит то, что использовалась полуволновая пластинка, оптимизированная на длину волны 1053 нм, отличной от длины волны лазера, что может влиять на поворот поляризации при вращении пластинки $\lambda/2$. Черное пятно на треке – место начала и окончания записи.

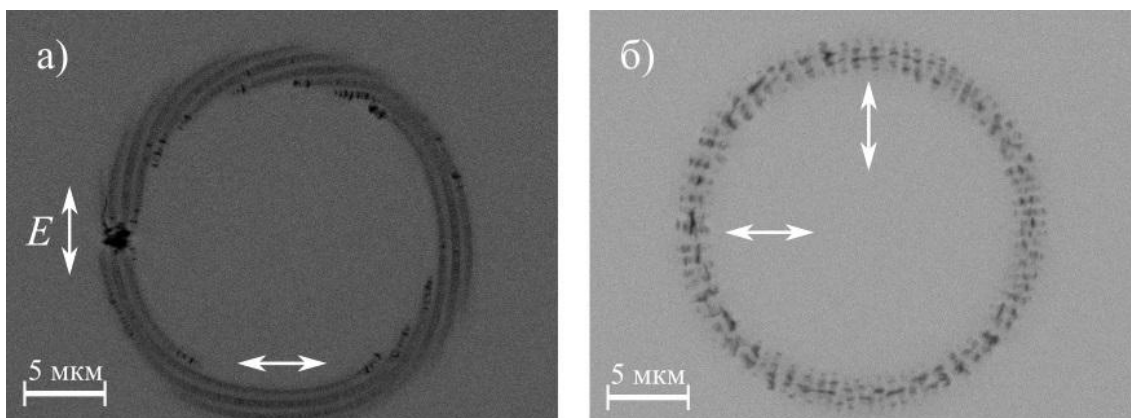


Рис. 5.9 Вид высокоупорядоченных ЛИПС при записи по окружности вдоль (а) и поперек (б) направления поляризации и энергии импульсов 8.5 нДж.

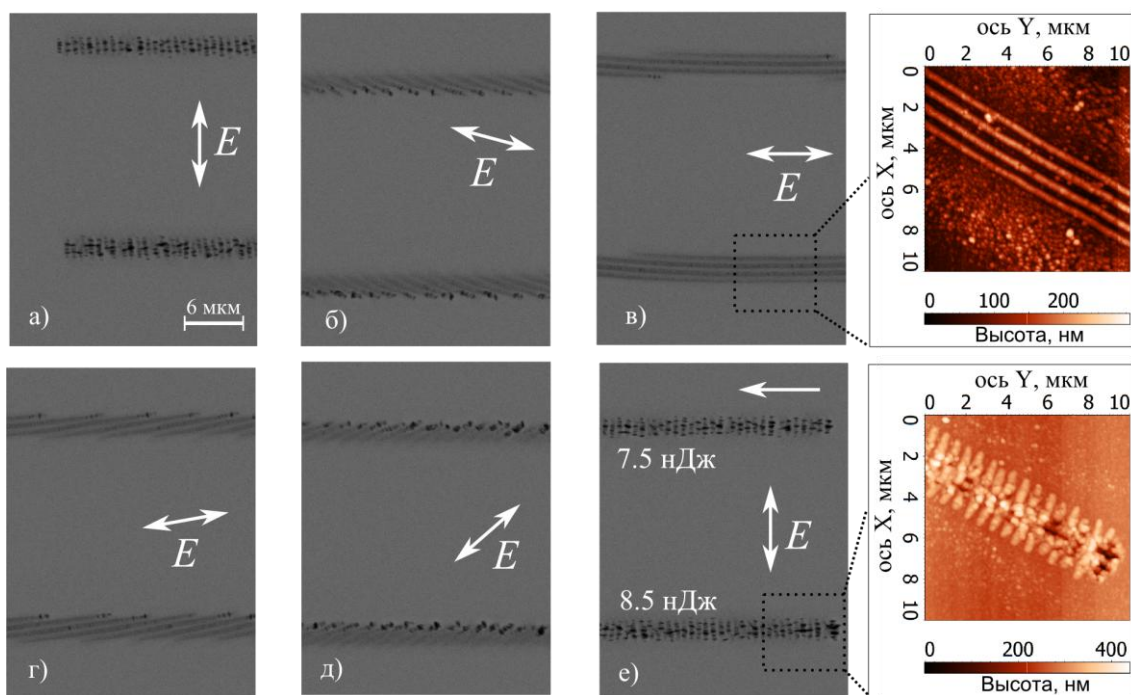


Рис. 5.10 Вид высокоупорядоченных ЛИПС при записи с поворотом поляризации и энергии импульсов 7.5 нДж (вверху) 8.5 нДж (внизу) На врезках показаны карта высот выделенных участков.

Как уже было отмечено ранее, при движении поперек направления поляризации видно, что ЛИПС имеют неоднородную структуру со слабовыраженной периодичностью в направлении перпендикулярном поляризации излучения. Такие же структуры можно наблюдать, когда угол между направлением движения и направлением поляризации составляет 30° .

Для исследования данного эффекта были записаны линии с постоянной скоростью перемещения, вдоль которых направление поляризации плавно изменялось, как показано на Рис. 5.10, от изначально перпендикулярного по отношению к направлению движения (Рис. 5.10 а) до сонаправленного (Рис. 5.10 в), и в конце снова перпендикулярного (Рис. 5.10 е). Показанные на врезках профилограммы, измеренные на атомно-силовом микроскопе, демонстрируют полное отсутствие абляции для поляризации параллельной направлению сканирования (Рис. 5.10 в) и конкуренцию окислительного и абляционного механизма (Рис. 5.10 е). В последнем случае при одной и той же энергии пучка высота рельефа изменяется от -200 до 200 нм. Причем абляционный механизм приводит к формированию ЛИПС, ориентированных перпендикулярно направлению поляризации. Конкуренция двух процессов препятствует образованию высокоупорядоченных ЛИПС. Однако, требуется дальнейшее исследование данного вопроса, особенно с точки зрения теоретического описания процесса одновременного формирования различных типов ЛИПС.

В результате проведенной работы продемонстрировано образование высокоупорядоченных ЛИПС на пленках титана при острой фокусировке фс излучения с различными направлениями сканирования относительно направления поляризации излучения. Продемонстрирована возможность записи ЛИПС с азимутальным и радиальным направлением структуры. В области пересечения двух последовательно записанных треков было обнаружено, что штрихи решетки, сформированной на втором треке, сдвигаются таким образом, что становятся точно направлены в соответствии со штрихами решетки на первом треке. Таким образом из-за влияния уже созданных структур на формируемые происходит принудительная синхронизация фазы решеток на обоих треках после их пересечения. Кроме того, показано, что формирование ЛИПС происходит различным образом при движении вдоль направления поляризации излучения и в поперечном направлении, при этом во втором

случае ЛИПС имеют неоднородную структуру с переменной знака изменения высоты рельефа по отношению к исходному и слабовыраженной периодичностью в направлении перпендикулярном поляризации излучения, что может быть объяснено одновременным формированием обычных абляционных и высокоупорядоченных окисных ЛИПС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В завершение проведенных исследований приведем основные результаты, полученные в работе:

1. Проведен сравнительный анализ модификации плавленого кварца на основной (1030 нм) и второй гармонике иттербиевого лазера. Моделирование показало, что поглощенная энергия для длины волны 515 нм больше, чем для 1030 нм при одинаковой энергии импульса (в диапазоне 10-100 нДж), а при большей энергии поглощение не зависит от длины волны. При этом размер области модификации меньше для 1030 нм из-за более высокой степени нелинейности. Показано, что использование импульсов с асимметричной временной формой приводит к лучшей по сравнению с симметричными импульсами локализации области поглощения в процессе фемтосекундной модификации.

2. Продемонстрирована возможность записи длиннопериодных волоконных решеток в нефоточувствительных световодах фс излучением с ограниченным щелью пучком. За счет более равномерной модификации показателя преломления внутри сердцевины волокна данный метод позволяет записать длиннопериодные волоконные решетки с нерезонансными потерями $\leq 0,2$ дБ, при этом амплитуда резонансного пика заметно выше, чем в случае записи пучком с гауссовым профилем. Также показано, что амплитуду пика длиннопериодной волоконной решетки можно увеличить посредством многократной записи (>18 дБ).

3. Реализована поточечная запись волоконных брэгговских решеток 2-го порядка фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 нм через защитное пластиковое покрытие германо-силикатного волоконного световода (SMP1500-9/125-P) и волоконного световода с чисто кварцевой сердцевиной (SMP1500SC-9/125-P). Показано, что данный метод позволяет также записывать однородные и суперструктурированные волоконные брэгговские

решетки 1-го порядка через защитное покрытие, в том числе полиимидное. Теоретические расчеты спектров согласуются с полученными экспериментальными результатами.

4. Обнаружена зависимость поворота штрихов решеток на поверхности никеля относительно направления поляризации излучения от расстояния между треками и направления движения пучка в смежных треках. Продемонстрировано формирование двумерных периодических решеток при двойном проходе лазерного пучка по одной и той же траектории, но с небольшой разницей в направлении поляризации излучения между проходами.

5. Показано, что формирование периодических структур на пленках титана при острой фокусировке фс излучения происходит различным образом и с различным качеством при движении вдоль направления поляризации излучения и в поперечном направлении. При этом в первом случае образуются высокоупорядоченные термохимические решётки, а во втором - решётки имеют неоднородную структуру со слабовыраженной периодичностью и переменным знаком изменения высоты рельефа по отношению к исходному, что может быть объяснено одновременным действием абляционного и термохимического механизмов.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Бабину Сергею Алексеевичу за постановку интересных научных задач, поддержку на протяжении всей работы, Мезенцеву Владимиру Константиновичу за помощь в освоении программы для расчета распространения фс импульсов, Дубову Михаилу Васильевичу за плодотворное обсуждение результатов по записи ВБР, Королькову Виктору Павловичу за плодотворное обсуждение результатов по модификации металлов. Также благодарности заслуживает весь коллектив лаборатории волоконной оптики за постоянное содействие и доброжелательную рабочую атмосферу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., и др. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. // *Opt. Lett.* - 1996. - Т. 21. - № 21 . - С. 1729–31.
2. Glezer E.N., Milosavljevic M., Huang L., и др. Three-dimensional optical storage inside transparent materials // *Opt. Lett.* - 1996. - Т. 21. - № 24 . - С. 2023–2025.
3. Homoelle D., Wielandy S., Gaeta A.L., и др. Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* - 1999. - Т. 24. - № 18 . - С. 1311–1313.
4. Will M., Nolte S., Chichkov B.N., и др. Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses // *Appl. Opt.* - 2002. - Т. 41. - № 21 . - С. 4360–4364.
5. Cerullo G., Osellame R., Taccheo S., и др. Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 microm by astigmatic beam focusing. // *Opt. Lett.* - 2002. - Т. 27. - № 21 . - С. 1938–40.
6. Ams M., Marshall G.D., Spence D.J., и др. Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses // *Opt. Express.* - 2005. - Т. 13. - № 15 . - С. 5676–5681.
7. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K., и др. Control of the cross-sectional shape of a hollow microchannel embedded in photostructurable glass by use of a femtosecond laser. // *Opt. Lett.* - 2003. - Т. 28. - № 1 . - С. 55–57.
8. Thomson R.R., Bockelt A.S., Ramsay E., и др. Shaping ultrafast laser inscribed optical waveguides using a deformable mirror // *Opt. Express.* - 2008. - Т. 16. - № 17 . - С. 12786–12793.
9. He F., Xu H., Cheng Y., и др. Fabrication of microfluidic channels with a circular cross section using spatiotemporally focused femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* - 2010. - Т. 35. - № 7 . - С. 1106–1108.
10. Schaffer C.B., Brodeur A., Garcia J.F., и др. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy // *Opt. Lett.* - 2001. - Т. 26 . - С. 93–95.

11. Dubov M., Allsop T., Natarajan S.R., и др. Low-loss waveguides in borosilicate glass fabricated by high-repetition-rate femtosecond chirp-pulsed oscillator // CLEO-Europe EQEC 2009 Conf. Dig. p. CEP4, Opt. Soc. - 2009. - Т. 1366. - № 2004 . - С. 9443.
12. Kondo Y., Nouchi K., Mitsuyu T., и др. Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses // Opt. Lett. - 1999. - Т. 24. - № 10 . - С. 646–648.
13. Zagorul'ko K.A., Kryukov P.G., Larionov Y. V, и др. Fabrication of a long-period grating in a fibre by second-harmonic radiation from a femtosecond Ti:sapphire laser // Quantum Electron. - 2001. - Т. 31. - № 11 . - С. 999–1002.
14. Dragomir A., Nikogosyan D. Long-period fibre grating formation with 264 nm femtosecond radiation // Electron. Lett. - 2002. - Т. 38. - № 6 . - С. 269–271.
15. Hindle F., Fertein E., Przygodzki C., и др. Inscription of Long-Period Gratings in Pure Silica and Germano–Silicate Fiber Cores by Femtosecond Laser Irradiation // IEEE Photonics Technol. Lett. - 2004. - Т. 16. - № 8 . - С. 1861–1863.
16. Zhang N., Yang J.-J., Wang M., и др. Fabrication of Long-Period Fibre Gratings Using 800 nm Femtosecond Laser Pulses // Chin. Phys. Lett. - 2006. - Т. 23. - № 12 . - С. 3281–3284.
17. Mihailov S.J., Smelser C.W., Lu P., и др. Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation // Opt. Lett. - 2003. - Т. 28. - № 12 . - С. 995–997.
18. Dragomir A., Nikogosyan D.N., Zagorulko K.A., и др. Inscription of fiber Bragg gratings by ultraviolet femtosecond radiation // Opt. Lett. - 2003. - Т. 28. - № 22 . - С. 2171–2173.
19. Martinez A., Dubov M., Khrushchev I., и др. Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser // Electron. Lett. - 2004. - Т. 40. - № 19 . - С. 19–20.
20. Martinez A., Khrushchev I., Bennion I. Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser // Electron. Lett. - 2005. - Т. 41. - № 4 . - С. 6–7.
21. Lai Y., Martinez A., Khrushchev I., и др. Distributed Bragg reflector fiber laser fabricated by femtosecond laser inscription // Opt. Lett. - 2006. - Т. 31. - № 11 . - С. 1672–1674.

22. Lai Y., Zhou K., Sugden K., и др. Point-by-point inscription of first-order fiber Bragg grating for C-band applications // *Opt. Express.* - 2007. - Т. 15. - № 26 . - С. 18318–18325.
23. Marshall G.D., Williams R.J., Jovanovic N., и др. Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs. // *Opt. Express.* - 2010. - Т. 18. - № 19 . - С. 19844–59.
24. Zhou K., Dubov M., Mou C., и др. Line-by-Line Fiber Bragg Grating Made by Femtosecond Laser // *Photonics Technol. Lett. IEEE.* - 2010. - Т. 22. - № 16 . - С. 1190–1192.
25. Martinez A., Khrushchev I.Y., Bennion I. Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser // *Opt. Lett.* - 2006. - Т. 31. - № 11 . - С. 1603–1605.
26. Mihailov S.J., Grobncic D., Walker R.B., и др. Bragg grating writing through the polyimide coating of high NA optical fibres with femtosecond IR radiation // *Opt. Commun.* - 2008. - Т. 281. - № 21 . - С. 5344–5348.
27. Schaffer C.B., Brodeur A., Mazur E. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses // *Meas. Sci. Technol.* - 2001. - Т. 12. - № 11 . - С. 1784–1794.
28. Mazur E. Structural changes induced in transparent materials with ultrashort laser pulses // *Ultrafast lasers Technol. Appl.* - 2002 . - С. 1–36.
29. Bulgakova N.M., Zhukov V.P., Meshcheryakov Y.P. Theoretical treatments of ultrashort pulse laser processing of transparent materials: toward understanding the volume nanograting formation and “quill” writing effect // *Appl. Phys. B.* - 2013. - Т. 113. - № 3 . - С. 437–449.
30. Birnbaum M. Semiconductor Surface Damage Produced by Ruby Lasers // *J. Appl. Phys.* - 1965. - Т. 36. - № 11 . - С. 3688.
31. Emmony D.C. Laser mirror damage in germanium at 10.6 μm // *Appl. Phys. Lett.* - 1973. - Т. 23. - № 11 . - С. 598–600.
32. Isenor N.R. CO₂ laser-produced ripple patterns on NixP_{1-x} surfaces // *Appl. Phys. Lett.* - 1977. - Т. 31. - № 3 . - С. 148–150.
33. Temple P., Soileau M. Polarization charge model for laser-induced ripple patterns in dielectric materials // *Quantum Electron. IEEE J.* - 1981. - Т. 17. - № 10 . - С. 2067–2072.

34. Oron M., Sorensen G. New experimental evidence of the periodic surface structure in laser annealing // *Appl. Phys. Lett.* - 1979. - Т. 35. - № 10 . - С. 782–784.
35. Driel H.M. van, Sipe J.E., Young J.F. Laser-induced coherent modulation of solid and liquid surfaces // *J. Lumin.* - 1985. - Т. 30. - № 1 . - С. 446–471.
36. Keilmann F., Bai Y.H. Periodic surface structures frozen into CO₂ laser-melted quartz // *Appl. Phys. A Solids Surfaces.* - 1982. - Т. 29. - № 1 . - С. 9–18.
37. Dumitru G., Romano V., Weber H.P., и др. Femtosecond ablation of ultrahard materials // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* - 2002. - Т. 74. - № 6 . - С. 729–739.
38. Bonse J., Wrobel J., Krüger J., и др. Ultrashort-pulse laser ablation of indium phosphide in air // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* - 2001. - Т. 72 . - С. 89–94.
39. Mills J.D., Kazansky P.G., Bricchi E., и др. Embedded anisotropic microreflectors by femtosecond-laser nanomachining // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - Т. 81. - № 2 . - С. 196–198.
40. Ozkan A.M., Malshe A.P., Railkar T.A., и др. Femtosecond laser-induced periodic structure writing on diamond crystals and microclusters // *Appl. Phys. Lett.* - 1999. - Т. 75. - № 23 . - С. 3716–3718.
41. Vorobyev A.Y., Guo C. Femtosecond laser-induced periodic surface structure formation on tungsten // *J. Appl. Phys.* - 2008. - Т. 104. - № 6 . - С. 063523.
42. Okamoto K., Hashida M., Miyasaka Y., и др. Laser fluence dependence of periodic grating structures formed on metal surfaces under femtosecond laser pulse irradiation // *Phys. Rev. B.* - 2010. - Т. 82. - № 16 . - С. 165417.
43. Vorobyev A.Y., Guo C. Direct femtosecond laser surface nano/microstructuring and its applications // *Laser Photon. Rev.* - 2012. - Т. 7. - № 3 . - С. 385–407.
44. Dostovalov A. V, Korolkov V.P., Golubtsov S.K., и др. Specific features of formation of self-induced gratings on metal foils during scanning by a tightly focused femtosecond laser beam // *Quantum Electron.* - 2014. - Т. 44. - № 4 . - С. 330–334.
45. Wang J., Guo C. Formation of extraordinarily uniform periodic structures on metals induced by femtosecond laser pulses // *J. Appl. Phys.* - 2006. - Т. 100. - № 2 . - С. 023511 1–4.
46. Sakabe S., Hashida M., Tokita S., и др. Mechanism for self-formation of periodic grating structures on a metal surface by a femtosecond laser pulse // *Phys. Rev. B.* - 2009. - Т. 79. - № 3 . - С. 033409.

47. Borowiec A., Haugen H.K. Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - Т. 82. - № 25 . - С. 4462.
48. Öktem B., Pavlov I., Ilday S., и др. Nonlinear laser lithography for indefinitely large-area nanostructuring with femtosecond pulses // *Nat. Photonics.* - 2013. - Т. 7. - № 11 . - С. 897–901.
49. Dostovalov A. V., Babin S.A., Dubov M., и др. Comparative numerical study of energy deposition in femtosecond laser microfabrication with fundamental and second harmonics of Yb-doped laser // *Laser Phys.* - 2012. - Т. 22. - № 5 . - С. 930–936.
50. Достовалов А.В., Вольф А.А., Бабин С.А., и др. Численное исследование влияния временной формы импульса на модификацию плавленого кварца фемтосекундными импульсами // *Квантовая электроника.* - 2012. - Т. 9. - № 42 . - С. 799–804.
51. Достовалов А.В., Корольков В.П., Голубцов С.К., и др. Особенности формирования самоиндуцированных решеток на металлических фольгах при сканировании остросфокусированным фемтосекундным лазерным пучком // *Квантовая электроника.* - 2014. - Т. 44. - № 4 . - С. 330–334.
52. Dostovalov A. V., Korolkov V.P., Babin S.A. Simultaneous formation of ablative and thermochemical laser-induced periodic surface structures on Ti film at femtosecond irradiation // *Laser Phys. Lett.* - 2015. - Т. 12. - № 3 . - С. 036101.
53. Достовалов А.В., Вольф А.А., Бабин С.А. Поточечная запись ВБР первого и второго порядка через полиимидное покрытие фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 нм // *Прикладная фотоника.* - 2015 . - С. 1–13 (Принята к печати).
54. Достовалов А.В., Вольф А.А., Бабин С.А. Запись длиннопериодных волоконных решеток фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 нм и диафрагмированным на щели пучком // *Квантовая электроника.* - 2015 . - С. 1–11 (Принята к печати).
55. Dostovalov A., Babin S., Varegheh M., и др. Comparative numerical study of efficiency of energy deposition in femtosecond microfabrication with fundamental and second harmonics of Yb-doped fiber laser // *Proc. SPIE.* - 2011. - Т. 7914. - № 791432 . - С. 1–6.

56. Dostovalov A. V, Babin S.A., Wolf A.A., и др. Laser pulse shaping in femtosecond inscription in fused silica // 15th International Conference «Laser Optics 2012» (Saint Petersburg, June 25-29, 2012). , 2012. - С. ThR5–26.
57. Dostovalov A. V., Wolf A.A., Babin S.A. Fabrication of long-period fiber gratings with 1026 nm femtosecond radiation using slit beam shaping method // Fundamentals of Laser Assisted Micro – & Nanotechnologies (Saint Petersburg, June 24-28, 2013). , 2013. - С. PS1–35.
58. Dostovalov A. V, Babin S.A., Korolkov V.P., и др. Comparative analysis of LIPSS formed on Ni surface with IR and green fs lasers // Fundamentals of Laser Assisted Micro – & Nanotechnologies (Saint Petersburg, June 24-28, 2013). , 2013. - С. PS1–36.
59. Dostovalov A. V., Wolf A.A., Babin S.A., и др. Femtosecond laser writing of Bragg and long-period fiber gratings at the wavelengths of 1026 and 513 nm // 23th International Laser Physics Workshop (Sofia, July 14-18, 2014). , 2014. - С. 8.2.3.
60. Достовалов А.В., Вольф А.А., Дубов М.В., и др. Запись длиннопериодных и брэгговских волоконных решеток фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 и 513 нм // Материалы российского семинара по волоконным лазерам (14-18 апреля 2014г., Новосибирск). , 2014. - С. 117–118.
61. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / : Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. Вып. М.: Наука - 312 с.
62. Milam D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica. // Appl. Opt. - 1998. - Т. 37. - № 3 . - С. 546–50.
63. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // Prog. Quantum Electron. - 1975. - Т. 4 . - С. 35–110.
64. Gattass R.R., Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // Nat. Photonics. - 2008. - Т. 2. - № 4 . - С. 219–225.
65. Feng Q., Moloney J. V, Newell A.C., и др. Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses // Quantum Electron. IEEE J. - 1997. - Т. 33. - № 2 . - С. 127–137.
66. Saliminia A., Nguyen N.T., Nadeau M.-C., и др. Writing optical waveguides in fused silica using 1 kHz femtosecond infrared pulses // J. Appl. Phys. - 2003. - Т. 93. - № 7 . - С. 3724.

67. Hirao K., Miura K. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser // *J. Non-Cryst. Solids*. - 1998. - Т. 239. - № 1-3 . - С. 91–95.
68. Pospiech M., Emons M., Steinmann A. Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing // *Opt. Express*. - 2009. - Т. 17. - № 5 . - С. 3555–3563.
69. Chan J.W., Huser T., Risbud S., и др. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses. // *Opt. Lett.* - 2001. - Т. 26. - № 21 . - С. 1726–8.
70. Hill K.O., Meltz G. Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview // *J. Light. Technol.* - 1997. - Т. 15. - № 8 . - С. 1263–1276.
71. Chan J.W., Huser T.R., Risbud S.H., и др. Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* - 2003. - Т. 76. - № 3 . - С. 367–372.
72. Brückner R. Properties and structure of vitreous silica. I // *J. Non. Cryst. Solids*. - 1970. - Т. 5. - № January.
73. Ams M., Marshall G.D., Dekker P., и др. Investigation of Ultrafast Laser-Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* - 2008. - Т. 14. - № 5 . - С. 1370–1381.
74. Sudrie L., Franco M., Prade B., и др. Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses // *Opt. Commun.* - 1999. - Т. 171. - № December . - С. 279–284.
75. Shimotsuma Y., Kazansky P.G., Qiu J.R., и др. Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - Т. 91. - № 24 . - С. p247405.
76. Hnatovsky C., Taylor R.S., Rajeev P.P., и др. Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - Т. 87. - № 1 . - С. 14104.
77. Taylor R., Hnatovsky C., Simova E. Applications of femtosecond laser induced self-organized planar nanocracks inside fused silica glass // *Laser Photon. Rev.* - 2008. - Т. 2. - № 1-2 . - С. 26–46.

78. Bricchi E., Mills J.D., Kazansky P.G., и др. Birefringent Fresnel zone plates in silica fabricated by femtosecond laser machining. // *Opt. Lett.* - 2002. - Т. 27. - № 24 . - С. 2200–2.
79. Beresna M., Gecevičius M., Kazansky P.G., и др. Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. - Т. 98. - № 20 . - С. 201101.
80. Juodkazis S., Nishimura K., Tanaka S., и др. Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: Evidence of multimegabar pressures // *Phys. Rev. Lett.* - 2006. - Т. 96. - № 16 . - С. 166101.
81. Glezer E.N., Mazur E. Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials // *Appl. Phys. Lett.* - 1997. - Т. 71. - № 7 . - С. 882.
82. Kongsuwan P., Wang H., Lawrence Yao Y. Single step channeling in glass interior by femtosecond laser // *J. Appl. Phys.* - 2012. - Т. 112. - № 2 . - С. 023114.
83. Stuart B.C., Feit M.D., Herman S., и др. Optical ablation by high-power short-pulse lasers // *J. Opt. Soc. Am. B-OPTICAL Phys.* - 1996. - Т. 13. - № 2 . - С. 459–468.
84. Liu X., Du D., Mourou G. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1997. - Т. 33. - № 10 . - С. 1706–1716.
85. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., и др. Волоконные решетки показателя преломления и их применения // *Квантовая электроника.* - 2005. - Т. 12 . - С. 1085–1103.
86. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* / New York: Academic Press, 1999.
87. Peterka P., Maria J., Dussardier B., и др. Long-period fiber grating as wavelength selective element in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers // *Laser Phys. Lett.* - 2009. - Т. 6. - № 10 . - С. 732–736.
88. Vengsarkar A.M., Pedrazzani J.R., Judkins J.B., и др. Long-period fiber-grating-based gain equalizers // *Opt. Lett.* - 1996. - Т. 21. - № 5 . - С. 336–338.
89. Bhatia V., Vengsarkar A. Optical fiber long-period grating sensors // *Opt. Lett.* - 1996. - Т. 21. - № 9 . - С. 692–4.
90. Patrick H., Kersey A., Bucholtz F. Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction // *J. Light. Technol.* - 1998. - Т. 16. - № 9 . - С. 1606–1612.

91. Ball G., Glenn W. Design of a single-mode linear-cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors // *Light. Technol. J.* - 1992. - Т. 10. - № 10 . - С. 1338–1343.
92. Doran N.J., Sugden K., Bennion I., и др. Fibre dispersion compensation using a chirped in-fibre Bragg grating // *Electron. Lett.* - 1994. - Т. 30. - № 12 . - С. 985–987.
93. Kersey A.D., Davis M.A., Patrick H.J., и др. Fiber grating sensors // *J. Light. Technol.* - 1997. - Т. 15. - № 8 . - С. 1442–1463.
94. Iino A., Kuwabara M., Kokura K. Mechanisms of Hydrogen-Induced Losses in Silica-Based Optical Fibers // *J. Light. Technol.* - 1990. - Т. 8. - № 11 . - С. 1675–1679.
95. Bonch-Bruевич A.M. Surface electromagnetic waves in optics // *Opt. Eng.* - 1992. - Т. 31. - № 4 . - С. 718.
96. Wu B., Zhou M., Li J., и др. Superhydrophobic surfaces fabricated by microstructuring of stainless steel using a femtosecond laser // *Appl. Surf. Sci.* - 2009. - Т. 256. - № 1 . - С. 61–66.
97. Корольков В., Ионин А., Кудряшов С., и др. Фемтосекундное лазерное наноструктурирование поверхности Ni/Cu-фольг // *Квантовая электроника.* - 2011. - Т. 41. - № 4 . - С. 387–392.
98. Vorobyev A.Y., Guo C. Colorizing metals with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - Т. 92. - № 4 . - С. 041914–3.
99. Search H., Journals C., Contact A., и др. 515 million years of structural colour // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* - 2000. - Т. 2 . - С. 15–28.
100. Okhrimchuk a. G., Mezentsev V.K., Schmitz H., и др. Cascaded nonlinear absorption of femtosecond laser pulses in dielectrics // *Laser Phys.* - 2009. - Т. 19. - № 7 . - С. 1415–1422.
101. Feit M., Fleck J. Effect of refraction on spot size dependence of laser-induced breakdown // *Appl. Phys. Lett.* - 1974. - Т. 24. - № 4 . - С. 4–7.
102. Sudrie L., Couairon A., Franco M., и др. Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica // *Phys. Rev. Lett.* - 2002. - Т. 89. - № 18 . - С. p186601.
103. Bergé L., Skupin S., Nuter R., и др. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Reports Prog. Phys.* - 2007. - Т. 70. - № 10 . - С. 1633–1713.

104. Couairon A., Tzortzakis S., Bergé L., и др. Infrared femtosecond light filaments in air: simulations and experiments // *JOSA B*. - 2002. - Т. 19. - № 5 . - С. 1117–1131.
105. Williams R.J., Jovanovic N., Marshall G.D., и др. Optimizing the net reflectivity of point-by-point fiber Bragg gratings: the role of scattering loss. // *Opt. Express*. - 2012. - Т. 20. - № 12 . - С. 13451–6.
106. Li B., Jiang L., Wang S., и др. Femtosecond laser fabrication of long period fiber gratings and applications in refractive index sensing // *Opt. Laser Technol.* - 2011. - Т. 43. - № 8 . - С. 1420–1423.
107. Laufer G. *Introduction to Optics and Lasers in Engineering* / New York: Cambridge University Press, 1996.
108. Libish T.M., Bobby M.C., Linesh J., и др. Refractive index and temperature dependent displacements of resonant peaks of long period grating inscribed in hydrogen loaded SMF-28 fiber // *Optoelectron. Lett.* - 2012. - Т. 8. - № 2 . - С. 101–104.
109. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., и др. Фотоиндуцированные внутриволоконные решетки показателя преломления для связи мод сердцевина—оболочка // *Квантовая электроника*. - 1997. - Т. 24. - № 2 . - С. 151–154.
110. Sun X.Y., Huang P., Zhao J.F., и др. Improve performance of long period fiber gratings (LPFGs) fabricated by femtosecond laser // *2nd International Symposium on Laser Interaction with Matter (LIMIS 2012)* / под ред. S. Kaierle, J. Liu, J. Cao. , 2013. - С. 87962К.
111. Yamamoto Y., Sasaki T., Taru T. Water-free pure-silica-core fibre and its stability against hydrogen ageing // *Electron. Lett.* - 2004. - Т. 40. - № 22 . - С. 1–2.
112. Patrick H., Gilbert S.L., Lidgard a., и др. Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber // *J. Appl. Phys.* - 1995. - Т. 78. - № 5 . - С. 2940.
113. Eggleton B., Krug P. Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibres // *Electron. Lett.* - 1994. - Т. 30. - № 79 . - С. 1620–1622.
114. Guan B., Tam H. Simultaneous strain and temperature measurement using a superstructure fiber Bragg grating // *IEEE Photonics Technol. Lett.* - 2000. - Т. 12. - № 6 . - С. 675–677.

115. Dusser B., Sagan Z., Soder H., и др. Controlled nanostructures formation by ultra fast laser pulses for color marking. // *Opt. Express*. - 2010. - Т. 18. - № 3 . - С. 2913–24.
116. Zhao Q.Z., Malzer S., Wang L.J. Formation of subwavelength periodic structures on tungsten induced by ultrashort laser pulses. // *Opt. Lett.* - 2007. - Т. 32. - № 13 . - С. 1932–4.
117. Mellor L., Edwardson S., Perrie W. Surface plasmon polaritons for micro and nano-texturing of metal surfaces // *Proc. ICALEO*. - 2009 . - С. 1329–1337.
118. Huang Y., Liu S., Li W., и др. Two-dimensional periodic structure induced by single-beam femtosecond laser pulses irradiating titanium. // *Opt. Express*. - 2009. - Т. 17. - № 23 . - С. 20756–61.
119. Ruiz de la Cruz a, Lahoz R., Siegel J., и др. High speed inscription of uniform, large-area laser-induced periodic surface structures in Cr films using a high repetition rate fs laser. // *Opt. Lett.* - 2014. - Т. 39. - № 8 . - С. 2491–2494.