

ЦЕНТР ФИЗИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ ИНСТИТУТА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М.
ПРОХОРОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ганин Даниил Валентинович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНТРОЛИРУЕМОГО ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МИКРОСТРУКТУР ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ В ОБЪЕМ ПРОЗРАЧНОГО МАТЕРИАЛА**

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Варгапетов С. К.

Москва – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	8
ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ	11
НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ	11
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ	13
ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ	13
АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ	14
ДОСТОВЕРНОСТЬ	15
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД	15
СТРУКТУРА И ОБЪЁМ РАБОТЫ	15
ГЛАВА 1. ВНУТРИОБЪЕМНАЯ МИКРООБРАБОТКА ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ.	17
1.1. Основные механизмы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами.	17
1.1.1. Нелинейная фотоионизация.	18
1.1.2. Лавинная ионизация.	20
1.1.3. Временная динамика взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с материалами.	21
1.2. Пространственное разрешение микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными импульсами.	22
1.3. Параметры влияющие на процессы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами.	23
1.3.1. Влияние поляризации лазерного излучения.	23
1.3.2. Влияние длины волны лазерного излучения.	24
1.3.1. Влияние длительности импульса.	25
1.3.2. Влияние энергии и интенсивности импульса.	26
1.3.3. Влияние числовой апертуры фокусирующей системы.	28
1.3.4. Влияние частоты следования УКИ.	29

1.3.5.	Геометрия внутриобъемной микрообработки.	30
1.4.	Типы микромодификаций материала.	31
1.5.	Применение микромодификации прозрачных материалов фемтосекундными лазерами.	32
1.5.1.	Формирование фотонных структур.	32
1.5.2.	Формирование микроструктур, проводящих жидкость.	34
1.5.3.	Комбинированные микроустройства.	35
1.5.4.	Двухфотонная полимеризация.	35
1.5.5.	Использование внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными лазерами в технологических операциях и медицине.	36
1.6.	Выводы по главе 1.	37
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.		38
2.1.	Источники фемтосекундных лазерных импульсов.	38
2.1.1.	Низкочастотная иттербиевая фемтосекундная лазерная система с регенеративным усилителем.	38
2.1.2.	Высокочастотная иттербиевая фемтосекундная лазерная система с регенеративным усилителем.	40
2.1.3.	Высокочастотный волоконный иттербиевый фемтосекундный лазер с волоконным усилителем.	41
2.2.	Экспериментальные методы исследования.	41
2.3.	Характеристики фокусирующих систем.	42
2.4.	Система измерения длительности фемтосекундных импульсов.	43
2.5.	Экспериментальное определение поперечного распределения интенсивности фокусируемого пучка.	46
2.6.	Характеристики систем сканирования образков.	47
2.7.	Методика контроля энергии лазерных импульсов и характеристики датчиков энергии лазерных импульсов.	48
2.8.	Образцы и материалы для исследований.	48

2.9.	Методика экспериментов.	50
2.10.	Выводы по главе 2.	51
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОДИНОЧНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПРОЗРАЧНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ.		52
3.1.	Исследование пространственных характеристик микроструктур, формирующихся под действием одиночных, пространственно разделенных фемтосекундных лазерных импульсов.	52
3.2.	Роль периферийных лучей в формировании области модификации после геометрического фокуса.	56
3.3.	Роль приосевых лучей в формировании разрушения перед геометрическим фокусом.	60
3.4.	Влияние оптических задержек на формирование разрушения.	66
3.5.	Выводы по главе 3.	69
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ САМОИНДУЦИРОВАННОГО СМЕЩЕНИЯ ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА ФС-ЛАЗЕРА ВНУТРИ ОБРАЗЦА ПРИ ЕГО СКЕНИРОВАНИИ.		70
4.1.	Типы внутриобъемных микромодификаций формируемых фс импульсами в объеме поликарбоната и других прозрачных диэлектриках.	70
4.2.	Формирование периодических микроструктур в объеме прозрачных диэлектриков с помощью низкочастотных фс лазеров.	73
4.2.1.	Формирование циклически повторяющихся микроструктур в объеме поликарбоната. Низкие частоты $f < 2000$ Гц, энергия $E_{\text{имп}} \geq 2$ мкДж.	73
4.2.2.	Модель формирования циклических микроструктур в объеме поликарбоната.	78
4.2.3.	Формирование циклически повторяющихся микроструктур в объеме поликарбоната. Высокие частоты $f > 1$ МГц, энергия $E_{\text{имп}} \leq 200$ нДж.	82
4.3.	Формирование микрокапилляра в режиме формирования наклонных микромодификаций за счет использования высокочастотного фс лазера.	85
4.4.	Выводы по главе 4.	86
ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОСТРУКТУР, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ УКИ ФОКУСИРУЮЩИМИ СИСТЕМАМИ С ВЫСОКИМИ ЧИСЛОВЫМИ		

АПЕРТУРАМИ.	88
5.1. Особенности одноимпульсного формирования протяженных микроструктур в объеме прозрачных материалов фс лазерными импульсами при их фокусировке фокусирующими системами различных конструкций.	88
5.1.1. Особенности формирования линейных внутриобъемных микромодификаций при фокусировке одиночных фс лазерных импульсов с Гауссовым распределением интенсивности с помощью микроскопного объектива с абберационной коррекцией.	90
5.1.2. Особенности формирования линейных внутриобъемных микромодификаций при фокусировке фс одиночных лазерных импульсов с Гауссовым распределением интенсивности с помощью сферической линзы без абберационной коррекции.	90
5.1.2.1. Причины формирования последовательности микромодификаций за один фс импульс при использовании сферической линзы.	93
5.2. Формирование внутриобъемных микроструктур при перекрытии пятен фокусировки в процессе сканирования ультракороткими импульсами.	98
5.3. Оценка эффективности поглощения энергии фс лазерных импульсов в случаях использования различных фокусирующих систем.	99
5.4. Выводы по главе 5.	100
ГЛАВА 6. ТЕХНОЛОГИИ И ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ.	101
6.1. Влияние интерфейсной сферической абберации на длину перетяжки лазерного излучения.	101
6.2. Одноимпульсное перфорирование тонких прозрачных диэлектриков с помощью фемтосекундных лазеров.	105
6.2.1. Перфорация полимерных пленок с помощью одиночных лазерных импульсов.	105
6.2.2. Выводы.	109
6.3. Технология прецизионной резки прозрачных материалов фс лазерами.	109
6.3.1. Прецизионная резка полимерных, кристаллических и стеклянных материалов лазерами ультракоротких импульсов.	111
6.4. Прецизионная резка полимерных коронарных стентов лазерами ультракоротких импульсов.	115
6.4.1. Актуальность использования фс лазерной резки.	115

6.4.2. Модификация экспериментальной установки для резки полимерных коронарных стентов.	117
6.4.3. Особенности резки PLLA трубок – заготовок полимерных стентов.	118
6.4.4. Выводы.	120
6.5. Особенности прецизионной резки полиимидной пленки (каптон) с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, для применения в области гибкой электроники.	120
6.5.1. Резка полиимидной пленки в режиме I.	123
6.5.2. Резка полиимидной пленки в режиме II.	123
6.5.3. Сравнение режимов лазерной резки полиимидной пленки.	125
6.5.4. Возможность фс лазерной резки с использованием ИСА.	126
6.5.5. Выводы.	127
6.6. Внутриобъемная микрообработка прозрачных материалов фс лазерами.	127
6.7. Выводы по главе 6.	129
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	130
БЛАГОДАРНОСТИ	132
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	133
Список литературы.	135

Список сокращений

фс — фемтосекунда, фемтосекундный

ИК — инфракрасное

УКИ — ультракороткий импульс

СФ — самофокусировка

СА — сферическая абберация

ИСА — интерфейсная сферическая абберация

HAZ — heat affected zone (зона теплового воздействия)

NA — numerical aperture (числовая апертура)

ВБР — волоконная брегговская решетка

SESAM — semiconductor saturable absorber mirror

CPA — chirped-pulse amplification

FWHM — full width at half maximum

PC — поликарбонат

PMMA — polymethylmetacrilat (полиметил метакрилат)

PLLA — poly-L-lactide

CVD — chemical vapor deposition

LD — laser drill

ВВЕДЕНИЕ

Лазер является одним из величайших изобретений последнего столетия, он изменил жизнь человечества. Лазер позволяет генерировать невероятно большие оптические поля, которые открывают возможность использования и исследования различных оптических эффектов [1]. Первые лазеры, позволяющие генерировать импульсы с длительностью менее 1000 фемтосекунд ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) были продемонстрированы в 80^х годах [1,2]. Фемтосекундные лазеры были настоящим прорывом, и позволили достичь невероятного успеха в исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом [3–5]. Первые работы по использованию фемтосекундных лазеров в микрообработке привели к открытию большого количества новых физических явлений, способов создания микро- и наноструктур. Экстремально высокие интенсивности лазерного излучения сфокусированных фемтосекундных (фс) лазерных импульсов позволили применить их в различных областях науки и техники [6,7]. Одним из наиболее перспективных применений фемтосекундных лазеров является микрообработка прозрачных материалов, таких как стекла [8–10], кристаллы [11] и полимеры [12–14].

Использование фемтосекундных лазерных импульсов для обработки прозрачных материалов является простым, гибким, универсальным и недорогим способом трехмерной микро- и нанообработки материалов, который не требует использования сложных фотолитографических процессов. В настоящее время фемтосекундные лазерные системы предоставляют возможность обрабатывать как поверхность материалов (абляция, отжиг, микро- и наноструктурирование), так и объем. Объемные модификации связаны в первую очередь с изменением показателя преломления, а также других параметров среды и формированием микрополостей. Формирование данных видов микромодификаций зависит как от параметров лазерной обработки, так и от свойств обрабатываемого материала. Весомыми преимуществами использования фемтосекундных лазеров в микрообработке является практически полное отсутствие повреждений связанных с генерацией ударных волн, тепловыми эффектами, формированием расплава в окрестности пятна фокусировки лазерного луча, вследствие кратковременности воздействия [15–17]. В последнее время сообщалось о различных явлениях вызванных взаимодействием фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами, например, появлении механических напряжений [18,19], зависимости свойств микромодификаций от направления сканирования [20,21], возможности модификации легирующей примеси [8,22], формировании нанорешёток [23,24], миграции ионов [25], образовании нанопустот [26,27], карбонизации [28]. Примером важных применений индуцированных фемтосекундным лазером структур является производство фотонных и жидкостных приборов: волноводов, каплеров, оптоэлектронных систем, жидкостных каналов,

био-фотонных устройств, фотонных кристаллов, систем хранения информации и других [5,8,29–31]. С тех пор, как была продемонстрирована высокая точность обработки различных биоматериалов с помощью фс лазеров, появилась реальная возможность применять эти лазеры в офтальмологии, как для коррекции кривизны роговицы [32–35], так и для операций по поводу катаракты [36,37].

Микрообработка с помощью фемтосекундных лазеров имеет несколько неоспоримых преимуществ по сравнению с другими технологиями и методами [5]. Во-первых, возможность локального воздействия на небольшие (объемом до нескольких кубических микрометров) зоны внутри прозрачных образцов, не затрагивая прилегающие области, в том числе те, по которым распространялось излучение. Полимеры, стекла, кристаллы и биоматериалы имеют очень малое линейное поглощение для излучения ближнего инфракрасного (ИК) диапазона, но при жесткой фокусировке луча лазера ультракоротких импульсов (УКИ) в них появляется огромное нелинейное поглощение [38]. Высокое нелинейное поглощение в области фокальной перетяжки объектива ведет к образованию плазменного микроканала, изменению показателя преломления Δn на оси и в окрестности микроканала и, в конечном счете, к оптическому пробое и микроразрушению материала [16,39–42]. При этом повреждения соседних областей минимальны, а зона теплового воздействия практически отсутствует. Вторым преимуществом является независимость процессов поглощения излучения от структуры материала, что дает возможность микрообработки различных прозрачных диэлектриков.

Поскольку процессы поглощения имеют сильно нелинейный и, следовательно, пороговый характер, то подбором уровня интенсивности чуть выше порогового, характерного для конкретного материала, можно достичь субдифракционного качества его обработки (модификации). В последнее время появился ряд работ, по формированию пустот внутри образцов SiO_2 с заданными наноразмерными параметрами с помощью фс – лазера [27,43]. В работе [44] сообщалось о формировании полостей диаметром $d \sim 200$ нанометров и длиной $l \sim 20$ микрометров под поверхностью образца на глубине $20 \div 70$ микрометров. Считается, что происхождение таких высокоаспектных ($l/d \gg 1$) пустот и их характеристики связаны с самофокусировкой (СФ) фс импульса в кварце. Влияние эффекта теплового накопления при высоких частотах повторения фс импульсов на изменение показателя преломления Δn в области фокальной перетяжки исследовано в [45,46]. Образование вытянутых микрополостей при воздействии фс - импульса вследствие быстрого уплотнения материала, приводящего к локальному разрыву области воздействия продемонстрировано в [47] и также приписывается сильной самофокусировке.

Помимо самофокусировки для формирования, сильно вытянутых в направлении луча

пустот и нитей с изменённым показателем преломления важную роль играет продольная сферическая абберация (СА), которая может сильно модифицировать профиль распределения интенсивности в фокальной перетяжке [48,49]. В [12] исследовано влияние собственной СА объектива, эффекта самофокусировки, а также продольной интерфейсной сферической абберации (ИСА), возникающей при фокусировке фс импульса через границу (интерфейс) воздух-стекло, на длину люминесценции плазменного канала (филамента) в образцах SiO₂ при фокусировании в них импульсов фс-лазера. В отличие от этой работы в [50,51] исследованы характеристики внутриобъемных полостей в образцах ПММА под действием одиночных фс - импульсов (85 фс, $\lambda=800$ нм). Наличие капиллярного эффекта, а также измерения с помощью сканирующего электронного микроскопа подтвердили, что нитевидная микромодификация внутри образца представляет собой разрушение в виде цилиндрической полости с достаточно качественной поверхностью.

В [52] более предметно и глубоко исследовался экспериментально и теоретически процесс филаментации в предфокальной зоне, который был объяснен как последствия эффекта самофокусировки. В этой работе была представлена классификация различных типов структурных изменений в SiO₂ как обратимых, так и необратимых, определены энергетические пороги таких процессов.

Таким образом, очевидно, что для решения ряда задач в упомянутых ранее применениях необходима точная фокусировка энергии лазерного излучения в микрообласти, лежащие в глубине обрабатываемого объекта. Однако при фс микрообработке, форма внутренних микроразрушений (микромодификаций) может сильно отличаться от сферы и иметь вид вытянутых в направлении распространения излучения нитей, что может являться как преимуществом, так и недостатком при фемтосекундной микрообработке прозрачных материалов.

Целью данной диссертационной работы являлось экспериментальное исследование процессов контролируемого формирования пространственных микроструктур с заданными пространственными характеристиками и разработка технологий (методик) прецизионной микрообработки при фокусировке излучения фемтосекундных лазеров в объем некоторых прозрачных материалов.

Возможность контролируемой, внутриобъемной прецизионной микрообработки прозрачных материалов, а также недостаточность информации о происходящих при этом физических процессах, привлекли научный интерес не только нашей экспериментальной группы, но и ведущих зарубежных и российских исследовательских групп.

Несмотря на огромные возможности, которые предоставляют фемтосекундные лазеры в

области создания разнообразных структур и понимание основных механизмов взаимодействия высокоинтенсивных лазерных импульсов с материалами, остается значительное количество проблем в определении ключевых экспериментальных параметров, влияющих на процесс микрообработки. Высокая плотность энергии необходимая для микро- и наноструктурирования материалов, которая может быть получена при жесткой фокусировке, может привести к нежелательным нелинейным эффектам, требующим изучения. Использование фемтосекундных лазеров для создания микроустройств находится на начальном этапе развития, и полное понимание параметров обработки, влияющих на пространственные характеристики и вида лазерно-индуцированных микромодификаций, необходимо для создания функциональных микроустройств и для внутриобъемной обработки материалов.

ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

В целях изучения механизмов контролируемого формирования микромодификаций при жесткой фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов в объем прозрачных диэлектриков были поставлены и решены следующие конкретные задачи:

1. Исследование влияния числовой апертуры фокусирующей системы на пространственные характеристики микромодификаций, формируемых одиночными фемтосекундными импульсами.
2. Исследование влияния эффекта самофокусировки на пространственные характеристики микромодификаций создаваемых одиночными фемтосекундными импульсами.
3. Определение параметров обработки и ключевых зависимостей, позволяющих контролируемо формировать внутриобъемные микромодификации с заданными пространственными характеристиками.
4. Исследование процессов внутриобъемной микрообработки при сканировании прозрачных материалов жесткофокусированными фемтосекундными импульсами с различным перекрытием пятен фокусировки.
5. Проведение сравнительного анализа процессов формирования внутриобъемных микроструктур одиночными фемтосекундными импульсами при их фокусировке фокусирующими системами с аберрационной коррекцией и без нее.
6. Разработка высокоэффективных методик внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными лазерными импульсами.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Экспериментально обнаружено удлинение области микромодификации в направлении распространения лазерного импульса при увеличении числовой апертуры фокусирующей

системы, что связано с продольной интерфейсной сферической aberrацией, возникающей на границе раздела воздух-образец.

2. Впервые установлено, что удлинение области микромодификации при фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов в объем прозрачных материалов определяется двумя механизмами – самофокусировкой аксиальных лучей и интерфейсной сферической aberrацией периферийных лучей лазерного пучка. При этом самофокусировка отвечает за удлинение микромодификации перед геометрическим фокусом оптической системы, а интерфейсная сферическая aberrация за удлинение за геометрическим фокусом - в направлении распространения импульса.
3. Экспериментально установлено наличие конкуренции между механизмами формирования линейной микромодификации.
4. Впервые показана и исследована возможность временного разделения механизмов формирования линейной микромодификации, путем внесения оптических задержек в различные части фокусируемого лазерного пучка.
5. Впервые показан новый метод управления длиной микромодификации - с помощью внесения оптических задержек в различные части фокусируемого лазерного пучка.
6. Впервые обнаружен и исследован режим фемтосекундной микрообработки, при котором в процессе облучения некоторых прозрачных материалов фс импульсами с перекрытием пятен фокусировки возможно возникновение нежелательного «циклического» режима, сопровождающегося периодическим самоиндуцированным смещением области фокальной перетяжки вдоль оси распространения лазерного импульса по направлению к фокусирующей системе до определенного значения и обратно в исходное положение.
7. Впервые обнаружена и исследована возможность формирования за один фемтосекундный импульс последовательности нитевидных микроурушений, разделенных областями с измененным показателем преломления, при его фокусировке сферической линзой с большой числовой апертурой и сильными сферическими aberrациями.
8. Продемонстрирована возможность создания пространственных графитизированных структур в поликарбонате под действием жестко сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов.
9. Продемонстрирована возможность контролируемого создания внутриобъемных микромодификаций с необходимыми пространственными характеристиками в широком диапазоне глубин фокусировки без изменения оптической схемы с помощью фс лазеров.
10. Реализованы методики прецизионной резки прозрачных материалов с учетом особенностей формирования микроурушений с помощью фемтосекундных импульсов.

11. Успешно продемонстрированы возможности однопроходной и многопроходной фемтосекундной лазерной резки прозрачных материалов различной толщины с постоянной шириной реза.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Полученные результаты и установленные закономерности могут быть использованы для решения следующих задач:

1. Лазерная контролируемая внутриобъемная обработка прозрачных материалов фемтосекундными импульсами большой интенсивности.
2. Высокоскоростная прецизионная резка и перфорация прозрачных диэлектриков и некоторых полупроводников различной толщины.
3. Высокоскоростное прецизионное прототипирование с улучшенным пространственным разрешением за счет многофотонной полимеризации.
4. Лазерная коррекция зрения и операции по поводу катаракты.
5. Формирование протяженных люминесцирующих каналов с контролируемой длиной в полупроводниках и диэлектриках под действием жестко сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Максимальное удлинение области микромодификации (в направлении распространения излучения), вызванное продольной интерфейсной сферической абберацией, определяется текущей глубиной фокусировки, значением числовой апертуры фокусирующей системы и показателем преломления среды. При этом, зависимости максимального удлинения области микромодификации от энергии фс лазерного импульса не наблюдается.
2. Фазовая модуляция пространственного профиля интенсивности фемтосекундного лазерного импульса позволяет увеличить длину внутриобъемных микромодификаций.
3. Режим формирования периодических внутриобъемных микроструктур при сканировании материалов фемтосекундными импульсами с перекрытием реализуется благодаря наличию области с измененным показателем преломления в окрестности области необратимой микромодификации в случаях частоты следования импульсов до нескольких сотен кГц и благодаря эффекту теплового накопления при частотах следования импульсов выше 1 МГц.
4. Фокусировка фемтосекундных импульсов с помощью сферических линз с высокими числовыми апертурами приводит к формированию дискретной последовательности

линейных микромодификаций, расположенных по оси распространения излучения, за счет трансформации Гауссова распределения интенсивности в дифракционную картину Френелевского типа.

5. Формирование линейной микромодификации с аспектным соотношением более 1000 при диаметре не более 2 мкм за один фемтосекундный импульс возможно без использования эффекта самофокусировки.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Вошедшие в диссертационную работу положения и результаты были опубликованы в 18 статьях из них 10 в трудах конференций, 8 в реферируемых научных журналах, рекомендованных ВАК и входящих в WOS и/или Scopus, а также в 1 патенте на изобретение. Полный перечень статей представлен на странице 133. Полученные результаты были представлены автором на следующих международных и всероссийских научных конференциях:

1. IV Международная конференция по фотонике и информационной оптике (8-30 Января 2015 г., Москва, Россия).
2. The 4th International Conference on the Physics of Optical Materials and Devices (ICOM 2015) (31 августа - 4 сентября 2015 г., Будва, Черногория)
3. 19-я Международная телекоммуникационная конференция молодых ученых и студентов «Молодежь и наука» (1 октября -10 декабря 2015 г., Москва)
4. V Международная конференция по фотонике и информационной оптике (3-5 февраля 2016 года, Москва, Россия).
5. Международная конференция «Оптика лазеров 2016» (27 июня -1 июля 2016 г., Санкт-Петербург, Россия).
6. II Всероссийский научный форум «Наука будущего - наука молодых» (20-23 сентября 2016 г., Казань, Россия)
7. VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике (1-3 февраля 2017 года, Москва, Россия).
8. VI Международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий» (17-21 апреля 2017 года, Москва, Россия).
9. Всероссийская летняя школа программы Фулбрайта «Нанотехнологии и наноматериалы» (07-22 июня 2017 года, Казань, Россия).
10. VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике (24-26 января 2018 года, Москва, Россия)

Результаты, полученные в диссертационной работе, неоднократно докладывались на

научных семинарах Центра физического приборостроения ИОФ РАН. Также они неоднократно отмечались наградами на конкурсах научных работ. Работа поддержана грантом Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере» по программе «УМНИК», именной стипендией Президента Российской Федерации (2014-2016 гг.), стипендией Правительства Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (2016-2017 гг.).

ДОСТОВЕРНОСТЬ

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов обеспечивается повторяемостью, хорошим соответствием расчетных и экспериментальных результатов, а также реализацией на их основе рабочих технологий микрообработки прозрачных диэлектриков.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД

Результаты, представленные в данной работе получены соискателем лично, либо при его непосредственном участии. Автор непосредственно участвовал в создании и разработке большинства используемых в работе оптических схем и экспериментальных установок, проведении экспериментов, определении направления исследований, проводил необходимые теоретические расчеты, обработку и анализ экспериментальных данных, интерпретацию результатов, участвовал в написании статей, выступал на конференциях и семинарах с полученными научными результатами.

СТРУКТУРА И ОБЪЕМ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, 6 глав и заключения. Список литературы содержит 241 наименование. Объем диссертации 149 страниц, в том числе 91 рисунок и 3 таблицы.

Во *введении* обоснована актуальность, формулируется цель и задачи работы, показана научная новизна, практическая значимость полученных результатов, перечислены защищаемые положения, список работ, опубликованных автором по теме диссертации и кратко представлено содержание диссертации.

В *главе 1* представлен обзор актуальной литературы по теме исследования, описаны основные механизмы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами, рассмотрены параметры, влияющие на процессы внутриобъемной микромодификации прозрачных диэлектриков. Описаны основные типы возможных микромодификаций и показаны их возможные применения.

В *главе 2* представлено подробное описание экспериментальной установки по микрообработке прозрачных диэлектриков фемтосекундными лазерными импульсами. Представлены основные характеристики и принцип работы использованных в работе лазерных источников, системы измерения длительности фемтосекундных лазерных импульсов и

фокусирующих систем.

В *главе 3* представлены экспериментальные результаты формирования внутриобъемных микромодификаций при помощи одиночных фс импульсов. Определены основные механизмы формирования протяженной линейной микромодификации, зависимости длины микромодификации от основных параметров микрообработки. Показан способ временного разделения механизмов формирования удлиненной микромодификации, и реализован новый способ управления длиной микромодификации.

В *главе 4* представлены результаты исследования процессов формирования внутриобъемных микромодификаций при сканировании прозрачных материалов с перекрытием пятен фокусировки. Показан режим самоиндуцированного смещения фокального пятна при сканировании материала фс импульсами с перекрытием в случаях низкочастотной и высокочастотной обработки.

В *главе 5* представлены экспериментальные результаты сравнения микроструктур, формирующихся при фокусировке одиночных фс импульсов широкоапертурными фокусирующими системами с абберационной коррекцией и без. Экспериментально продемонстрирована возможность создания последовательности линейных микроструктур, а также высокоаспектной линейной микромодификации на оси распространения излучения за счет трансформации Гауссового распределения интенсивности в дифракционную картину Френелевского типа при фокусировке фс импульсов.

В *главе 6* представлены экспериментальные результаты создания методики, контролируемой внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов с учетом особенностей взаимодействия фс лазерных импульсов с материалами. Показаны результаты прецизионной резки прозрачных материалов различной толщины с постоянной по глубине шириной реза, одноимпульсного перфорирования тонких прозрачных диэлектриков, а также другие возможные прикладные применения полученных результатов.

В *заключении* сформулированы основные результаты диссертационной работы.

В *конце* работы представлен список цитируемой литературы, перечень работ автора и благодарности автора диссертации.

ГЛАВА 1. ВНУТРИОБЪЕМНАЯ МИКРООБРАБОТКА ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ.

В данной главе приведена общая информация о внутриобъемной микрообработке прозрачных материалов фемтосекундными лазерами: основные физические механизмы, обуславливающие взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами, параметры лазерного излучения, влияющие на процессы микрообработки, типы возможных внутриобъемных микромодификаций, а также приведен обзор литературы, непосредственно относящейся к работе автора.

1.1. Основные механизмы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами.

Открытие лазера [53], источника света с уникальными характеристиками, и его создание в 1960 году Майнменом [54] привело к появлению новых интенсивно развивающихся областей науки. Первый лазерный источник был импульсным, обладал высокой пространственной когерентностью, малой расходимостью, что позволило добиться не достижимой ранее спектральной интенсивности излучения.

Вскоре после этого открытия появились первые результаты воздействия интенсивного излучения на материю: оптический пробой воздуха, прожигание твердых материалов. Большой интерес к новой области знаний, возможности применения лазеров привел к многократному увеличению количества исследований в этой области. Открытие методов модуляции добротности [55] и синхронизации мод [56] позволили создавать источники ультракоротких лазерных импульсов (УКИ).

Первые экспериментальные работы по обработке материалов УКИ лазерами были связаны с абляцией поверхности прозрачных материалов [57,58]. В них было показано, что использование фемтосекундных лазерных импульсов по сравнению с наносекундными имеет неоспоримое преимущество - энергетический порог абляции существенно ниже. Дальнейшие исследования [59,60] показали возможность прецизионной обработки прозрачных для излучения материалов за счет многофотонного поглощения (Рис. 1). Это стало возможным из-за чрезвычайно высоких пиковых интенсивностей фемтосекундных импульсов. В настоящее время, лазеры УКИ стали стандартным инструментом для лазерной микрообработки и фундаментальных исследований. Исследования последнего десятилетия направлены в первую очередь в сторону использования фемтосекундных лазеров как мощного инструмента для трехмерной микрообработки материалов.

Длительности лазерных импульсов в несколько десятков фемтосекунд позволяют достичь при их фокусировке невероятно высоких пиковых интенсивностей даже при низких энергиях

импульсов [15]. К примеру фокусировка импульса с энергией 100 нДж и длительностью 100 фс в пятно диаметром 2 мкм приводит к достижению интенсивности порядка ~ 10 ТВт, что сравнимо с полями, удерживающими электроны в атомах.

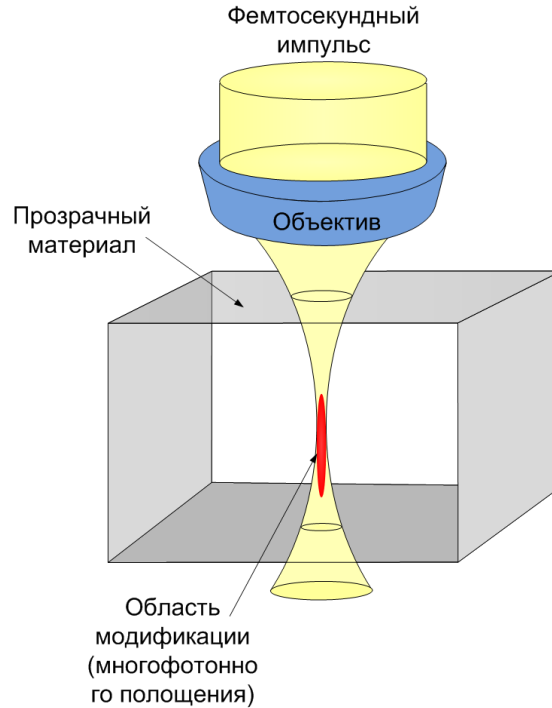


Рис. 1. Схема внутриобъемной модификации при многофотонном поглощении в случае использования фемтосекундного лазера.

1.1.1. Нелинейная фотоионизация.

Фокусировка одиночного фемтосекундного импульса в объем прозрачного материала ведет к его поглощению, что в свою очередь приводит к появлению свободных фотоэлектронов, которые могут передать свою энергию решетке. Время передачи превосходит несколько пикосекунд. Типичный фемтосекундный лазер с длиной волны 1,04 мкм генерирует фотоны, энергия которых меньше чем ширина запрещенной зоны прозрачных диэлектриков, поэтому прямой переход электрона в зону проводимости, то есть линейное поглощение невозможно. Однако, при экстремально высоких пиковых интенсивностях лазерных импульсов возможна реализация процесса нелинейного поглощения, при котором электрон возбуждается за счет одновременного поглощения нескольких фотонов [5,8,29,61]. Если для перехода электрона в зону проводимости требуется n фотонов, то должно выполняться условие $E_g < nh\nu$, где E_g ширина запрещенной зоны материала, а h постоянная Планка. Вероятность многофотонного поглощения сильно зависит от интенсивности излучения:

$$P(I) = \sigma_n I^n \quad (1.1)$$

где σ_n - константа, зависящая от типа материала и количества поглощенных фотонов n .

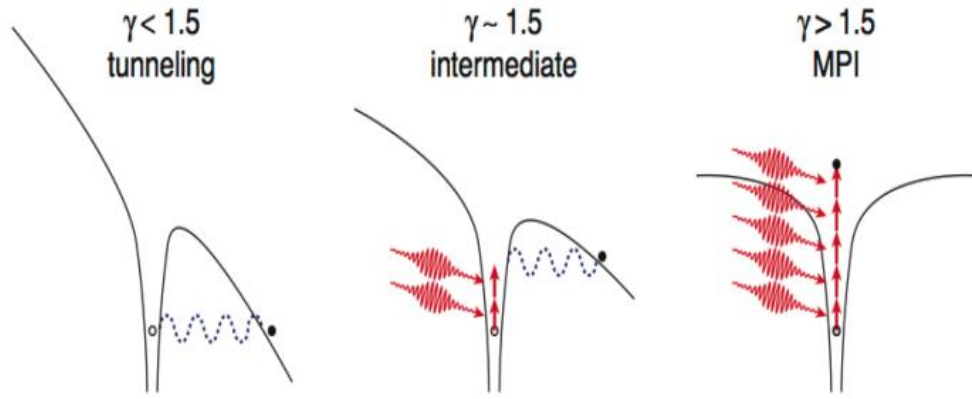


Рис. 2. Схематическое изображение механизмов фотоионизации с помощью фемтосекундных лазеров [61].

Непосредственное возбуждение электронов с помощью высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов называют фотоионизацией. Различают два механизма фотоионизации – многофотонная ионизация и туннельная ионизация, которые зависят от частоты и интенсивности лазерного излучения [61–64]. В случае низкой интенсивности и высокой частоты излучения нелинейная фотоионизация протекает преимущественно согласно многофотонному механизму, в то же время если частота излучения мала, а его интенсивность высока определяющим механизмом становится туннельная ионизация (Рис. 2). Когда электрическое поле, созданное фемтосекундным лазером достаточно сильное, Кулоновское поле, которое связывает валентный электрон с атомом будет сильно подавлено. Это может привести к туннелированию связанного электрона через искаженный барьер в зону проводимости. Этот процесс и называют туннельной ионизацией. Адиабатический параметр γ , предложенный Келдышем [62] связывает два механизма нелинейной фотоионизации. Параметр Келдыша γ выражается через уравнение 1.2,

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m c n \epsilon_0 E_g}{I}} \quad (1.2)$$

где ω - частота лазерного излучения, I - интенсивность излучения в фокусе, m и e - эффективные масса и заряд электрона соответственно, c - скорость света, n - показатель преломления среды, E_g - ширина запрещенной зоны среды, а ϵ_0 - электрическая постоянная [61,62].

Параметр Келдыша позволяет определить доминирующий механизм фотоионизации путем его сравнения со значением 1.5. Для значений $\gamma \ll 1.5$ преобладает туннельная ионизация, при $\gamma \gg 1.5$ процесс определяется многофотонной ионизацией. Также существует пограничное состояние, при $\gamma \sim 1.5$, в этом случае ионизация определяется комбинацией обоих процессов.

1.1.2. Лавинная ионизация.

Электроны, перешедшие в зону проводимости за счет процессов нелинейной ионизации, могут поглощать лазерное излучение. После нескольких актов линейного поглощения, данные электроны могут достичь энергии, которая в два раза может превосходить ширину запрещенной зоны. Столкновение горячего электрона с электроном из валентной зоны приводит к его возбуждению. В результате подобного процесса в минимуме зоны проводимости будут находиться два электрона, которые в свою очередь могут повторить описанный выше процесс, приводя к лавинной ионизации (Рис. 3).

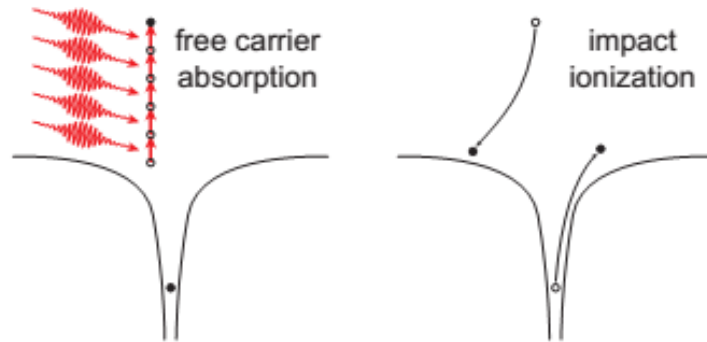


Рис. 3. Схематическое изображение лавинной фотоионизации с помощью фемтосекундных лазеров [61].

Лавинная ионизация требует значительного количества начальных электронов, которые должны находиться в зоне проводимости. Электронная плотность в зоне проводимости может быть выражена как:

$$N_t = N_0 e^{\varphi t} \quad (1.3)$$

где N_t – число электронов в зоне проводимости в данный момент времени t , N_0 – число начальных электронов в зоне проводимости, φ – коэффициент, соответствующий скорости лавинной ионизации.

Возбуждение начальных электронов может произойти в процессе многофотонной или туннельной ионизации [61], а также за счет наличия дефектов или легирования в материале. Процесс возбуждения при УКИ происходит значительно быстрее процесса передачи энергии решетке, что позволяет разделить процесс поглощения и термализации [61,65,66].

Плотность электронов возбуждаемых в процессе лавинной ионизации растет до критического значения порядка 10^{29} м^{-3} , при котором плазменная частота достигает лазерной частоты, после чего плазма начинает поглощать большую часть излучения [61].

Достижение плотности электронов критического значения обычно подразумевает оптический пробой материала. В статье [45] показано, что при определенных длительностях

импульсов в некоторых материалах многофотонная ионизация может преобладать над лавинной, и также вызывать пробой диэлектрика.

1.1.3. Временная динамика взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с материалами.

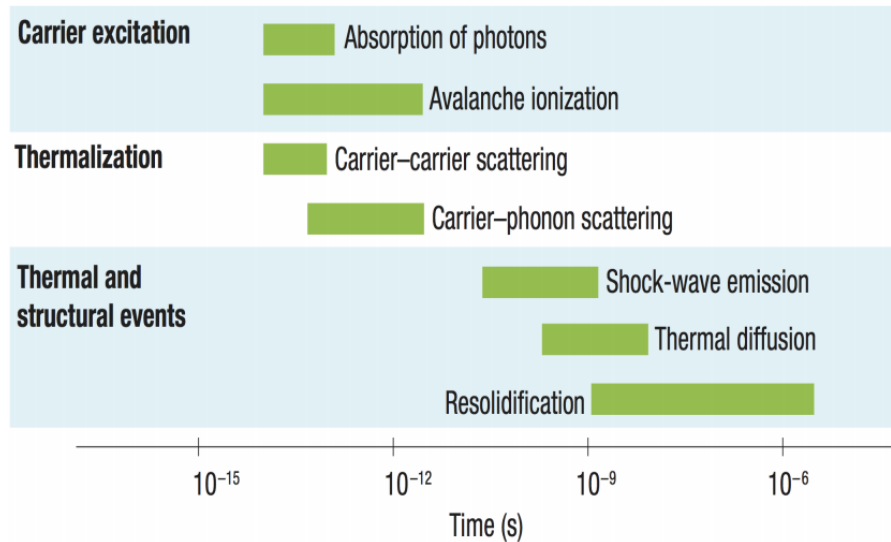


Рис. 4. Диаграмма, показывающая временные рамки процессов, составляющих механизм передачи энергии фемтосекундных импульсов решетке прозрачных материалов [5].

Механизм передачи энергии от фемтосекундного лазерного импульса решетке диэлектрического материала является весьма сложным, и состоит из нескольких нелинейных процессов (Рис. 4). Понимание временных рамок процессов, вовлеченных в процедуру передачи энергии и их взаимосвязей необходимо для понимания того, почему именно фс импульсы так хорошо подходят для внутриобъемной микрообработки материалов. Модификация материала созданная при помощи фокусировки фемтосекундных импульсов будет сильно отличаться от случая фокусировки пикосекундных импульсов [5]. В случае фокусировки фемтосекундных импульсов, процессы нелинейной фотоионизации протекают быстрее, чем время необходимое для передачи энергии решетке, то есть время электрон-фононного взаимодействия [16]. Таким образом воздействие фемтосекундного импульса прекратится прежде, чем возбужденные электроны смогут передать избыточную энергию решетке, так как этот процесс становится активным через время порядка одной пикосекунды. Спустя несколько наносекунд в фокальном объеме формируются структурные модификации за счет появления волн сжатия и расширения [67,68]. В конечном итоге релаксация заканчивается процессами термодиффузии и рекристаллизации спустя несколько микросекунд после начала облучения [5].

Релаксация энергии пикосекундных лазерных импульсов с длительностью более 10 пс происходит существенно другим образом. Время электрон-фононного взаимодействия сравнимо

с длительностью импульса, что приводит к более выраженным термическим эффектам, а термодиффузия становится доминантным процессом передачи энергии [69]. Температура фокального объема сильно увеличивается, что приводит к модификации или разрушению материала.

1.2. Пространственное разрешение микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными импульсами.

Как сообщалось ранее [70], отсутствие области теплового воздействия (Heat affected zone – HAZ), при фокусировке фс импульсов, существенно повышает разрешение микрообработки. Таким образом, в отличие от микрообработки пико- и наносекундными импульсами, в случае которой область микромодификации определяется размером фокального пятна и длиной термодиффузии, при обработке фс импульсами область модификации не превышает размер фокального пятна.

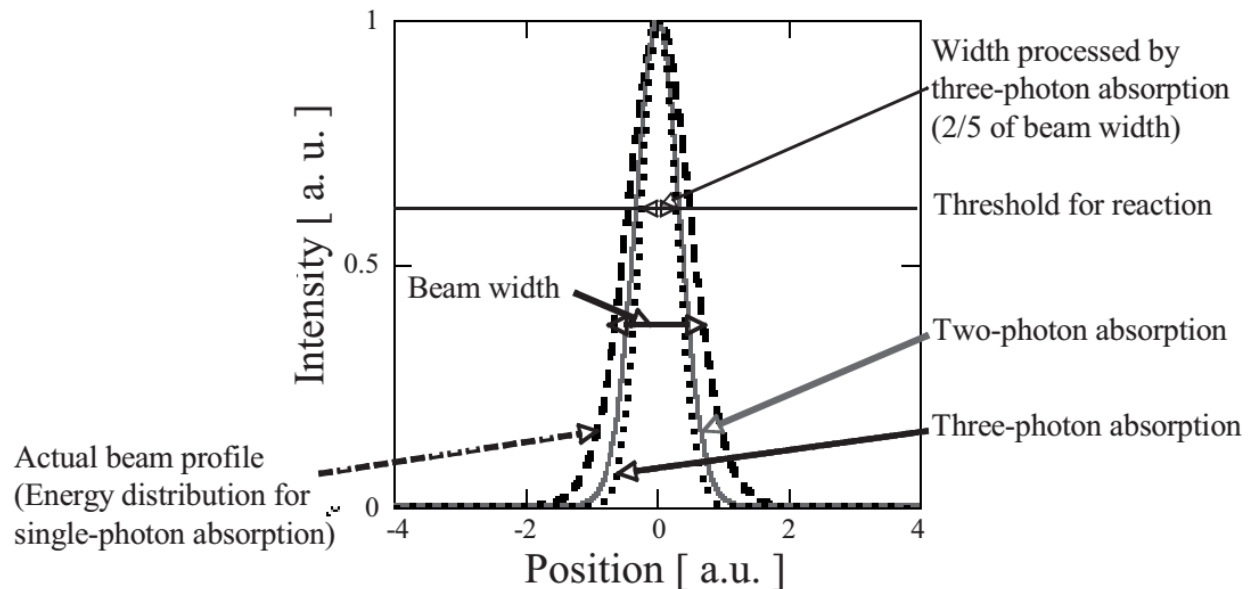


Рис. 5. Реальное распределение интенсивности лазерного пучка (штриховая линия). Пространственные распределения поглощенной лазерной энергии при двух-, трехфотонном поглощении (сплошная и пунктирная линии соответственно). Горизонтальная линия порог микромодификации [71].

Использование процесса многофотонного поглощения может дополнительно увеличить разрешение микрообработки [71]. Так как типичный лазерный пучок имеет Гауссово радиальное распределение интенсивности (штриховая линия Рис. 5), то разрешение микромодификации при однофотонном поглощении определяется величиной области, где интенсивность превосходит порог реакции. В случае многофотонного поглощения эффективная ширина Гауссова распределения интенсивности становится меньше (при двух-, трехфотонном поглощении сплошная и пунктирная линии соответственно Рис. 5), тем самым увеличивается разрешение

микрообработки.

Эффективное разрешение поглощения при многофотонном поглощении определяется по формуле:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{n}} \quad (1.4)$$

где ω_0 – разрешение при однофотонном поглощении, n – число участвующих в поглощении фотонов. Важно отметить, что тонкой подстройкой уровня интенсивности над порогом реакции можно дополнительно уменьшить область микромодификации, и добиться субдифракционного разрешения.

1.3. Параметры влияющие на процессы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами.

На процесс микрообработки прозрачных диэлектриков влияет множество параметров: поляризация и длина волны излучения, энергия, длительность и частота повторения лазерных импульсов, конструкция и особенности фокусирующей системы и свойства материала.

1.3.1. Влияние поляризации лазерного излучения.

Поглощение излучения зависит от его поляризации, следовательно, микромодификации созданные в объеме прозрачного материала с помощью фемтосекундных импульсов и их свойства тоже зависят от поляризации излучения [64,72,73]. Порог разрушения существенно отличается для линейной и круговой поляризации [74], что объясняется различным сечением поглощения для данных поляризаций [75,76]. В работах [64,72,73] сообщается, что в случаях одновременного поглощения 4 и более фотонов использование линейно поляризованного излучения наиболее эффективно. Эксперименты показали, что при использовании в качестве фокусирующей системы объективов с числовыми апертурами $NA < 0,4$ порог модификации ниже для круговой поляризации, а для $NA > 0.4$ для линейной поляризации [74]. По-видимому, за данное поведение отвечает влияние эффекта Керровской самофокусировки. Пространственные характеристики нанорешеток, образующихся в объеме прозрачного материала под действием фемтосекундных лазерных импульсов также имеют зависимость от поляризации излучения [23,77]. Ориентация данных самоорганизующихся периодических структур перпендикулярна плоскости поляризации лазерного пучка. Прямая запись волноводов в плавленом кварце с использованием фемтосекундных лазерных импульсов с круговой поляризацией, согласно [75], приводит к большему уплотнению облученной области, и как следствие, к более высокому показателю преломления. Амс показал [78], что потери индуцированных в объеме материала волноводов и контраст показателя преломления сильно зависят от поляризации фемтосекундных импульсов, и наилучшие результаты возможно получить используя круговую поляризацию

излучения. Использование азимутальной и радиальной поляризаций позволяет создавать нано решетки центрально симметричных конфигураций [79].

1.3.2. Влияние длины волны лазерного излучения.

Порог микромодификации, тип микроструктур и их свойства сильно зависят от длины волны фемтосекундных импульсов [80–82]. Пороговая интенсивность линейно изменяется с увеличением длины волны, и достигает насыщения на длине волны порядка 800 нм [82]. Свойства индуцированных волноводных структур также существенно зависят от длины волны записи: в работе Стрельцова [81] показано снижение значения индуцированного показателя преломления при уменьшении длины волны фемтосекундных импульсов с 800 нм до 400 нм. Кроме этого известно, что невозможно создать индуцированный волновод с малыми потерями для 1550 нм используя излучение с длиной волны 1045 нм, в то же время высококачественные волноводы с малыми потерями были созданы с помощью фемтосекундных импульсов с длиной волны 522 нм [80]. Согласно работе Достовалова, использование второй гармоники от излучения с длиной волны 1030 нм эффективнее при формировании микромодификаций, вследствие сниженного энергетического порога [83].

Для достижения уровня интенсивности, достаточной для возникновения нелинейного поглощения, параллельный лазерный пучок фокусируется в материал с помощью фокусирующей системы с высокой числовой апертурой. При этом диаметр пятна составляет несколько микрометров. В случае пренебрежения сферическими aberrациями и нелинейными эффектами радиус дифракционно ограниченного пятна, при фокусировке, определяется по формуле:

$$\omega_0 = \frac{M^2 \lambda}{\pi NA} \quad (1.5)$$

где M^2 – фактор качества пучка [84], λ – длина волны лазерного излучения, NA – числовая апертура фокусирующей системы. Длина Релея – определяющая глубину фокуса рассчитывается по формуле:

$$z_0 = \frac{M^2 n \lambda}{\pi NA^2} \quad (1.6)$$

где n – показатель преломления среды.

Изменение распределения интенсивности в фокальном объеме из-за изменения длины волны может влиять на свойства и тип микромодификаций.

Пороговая интенсивность также зависит от длины волны [38]:

$$I_{th} \propto \frac{E NA^2}{[\tau \lambda^2 (1 - NA^2)]} \quad (1.7)$$

где E , τ и λ энергия, длительности и длина волны лазерного импульса, а NA - числовая апертура

фокусирующей системы. Однако, данная зависимость не всегда соблюдается, и сильно зависит от длительности лазерного импульса [16,85,86].

1.3.1. Влияние длительности импульса.

Порог лазерной внутриобъемной микромодификации сильно зависит от длительности лазерных импульсов, что было подтверждено многочисленными исследованиями. Однако результаты исследований весьма неоднозначны [65,74,86–89]. В работах [74,87,88] сообщается о увеличении порога модификации прозрачных материалов с уменьшением длительности импульса (Рис. 6), а работы Стюарта и Тиена показывают обратную ситуацию (Рис. 7) [65,86], что подтверждено дополнительно в [82,89].

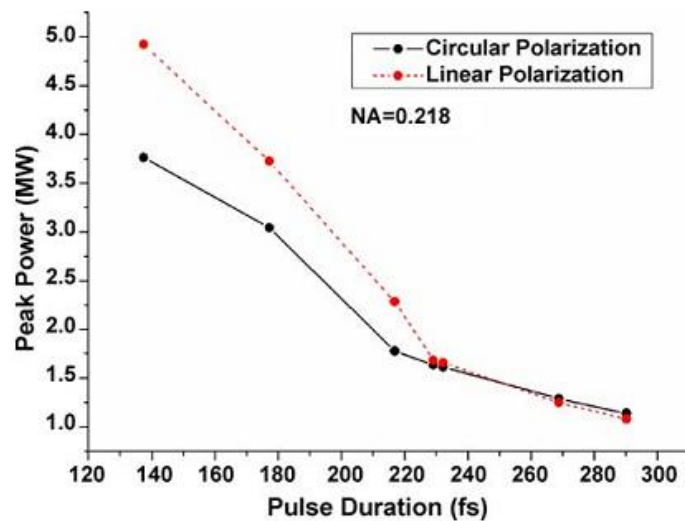


Рис. 6. Зависимость пороговой пиковой мощности фемтосекундного импульса от его длительности для линейной и круговой поляризаций [74].

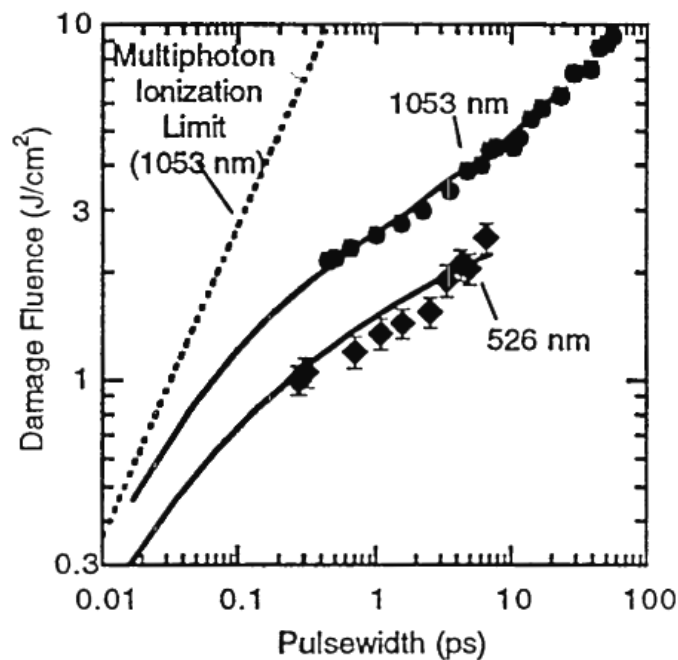


Рис. 7. Зависимость пороговой плотности энергии фемтосекундного импульса от его длительности [65].

Таким образом, зависимость пороговой интенсивности от длительности импульса остается не полностью ясной и требует дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

1.3.2. Влияние энергии и интенсивности импульса.

Фемтосекундный лазерный импульс при фокусировке в объем прозрачного материала формирует микромодификацию в фокальном объеме за счет нелинейной фотоионизации. В следствие того, что процессы поглощения излучения имеют нелинейный характер то, существует определенное пороговое значение энергии лазерного импульса, при котором в объеме материала формируются микромодификации. Энергия импульсов, лежащая вблизи порога фотоионизации может приводить к плавному изменению показателя преломления в фокальном объеме [90]. Более высокие энергии приводят к формированию двулучепреломляющих микромодификаций [91] или пустот [92]. Помимо энергии импульса весомое влияние на процесс микрообработки оказывает интенсивность лазерных импульсов. Известно, что показатель преломления n прозрачной среды в сильных электромагнитных полях, ввиду Керровской нелинейности, зависит не только от длины волны света, но и от его интенсивности I , по следующему закону:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.8)$$

где n_0 – линейный коэффициент преломления среды, n_2 – коэффициент кубической нелинейности среды (нелинейный показатель преломления) [61,93], который зависит от нелинейной восприимчивости третьего порядка как

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (1.9)$$

где $\chi^{(3)}$ – 3-порядок нелинейной восприимчивости среды, ε_0 – электрическая постоянная, c – скорость света.

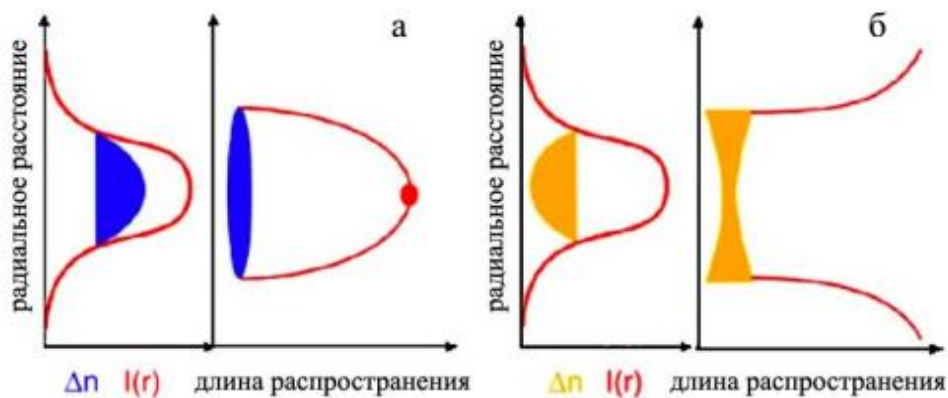


Рис. 8. (а) Самофокусировка пучка при оптическом эффекте Керра. (б) Дефокусировка пучка на плазме [93].

При распространении мощного лазерного излучения с Гауссовым распределением интенсивности возникает эффект самофокусировки (Рис. 8 а), действующий аналогично линзе. Если начальная пиковая мощность Гауссова лазерного пучка P_{in} превышает некоторую критическую величину, то пучок начнет самофокусироваться. Такая критическая мощность P_{cr} рассчитывается по формуле [94]:

$$P_{cr} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (1.10)$$

Расстояние z_{fil} до момента коллапса пучка - начала филаментации в рамках данной модели достаточно хорошо аппроксимируется полуэмпирической формулой Марбургера [94]:

$$z_{fil} = \frac{0,367z_0}{\left\{ \left[(P/P_{cr})^{\frac{1}{2}} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (1.11)$$

где z_0 – дифракционная длина для лазерного излучения (длина Рэлея), P – пиковая мощность лазерного импульса.

В случае со сходящимся пучком, точка начала коллапса пучка z' перемещается от геометрического фокуса линзы в сторону противоположную распространению излучения в соответствии с формулой [52]:

$$\frac{1}{z'} = \frac{1}{z_{fil}} + \frac{1}{f} \quad (1.12)$$

где f – фокусное расстояние линзы, а z_{fil} – расстояние до начала филаментации без линзы (7).

В большинстве случаев, влияние самофокусировки приводит к удлинению области модификации по оси распространения излучения, что является нежелательным, трудно прогнозируемым эффектом [52,95].

Формирование плазмы свободных электронов ведет к локальному уменьшению показателя преломления [96]:

$$n = n_0 - \frac{\rho}{\rho_{cr}} \quad (1.13)$$

где ρ – плотность свободных электронов, а ρ_{cr} – критическая плотность плазмы, которую можно рассчитать, используя выражение:

$$\rho_{cr} = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (1.14)$$

где ω – частота лазерного излучения, m_e и e – масса и заряд электрона соответственно, ε_0 – электрическая постоянная. Локальное снижение показателя преломления приводит к дефокусировке лазерного излучения и ограничивает самофокусировку лазерного импульса (Рис.

8 б). Самофокусировка является динамическим процессом, в результате этого обычно передняя часть импульса создает условия для дефокусировки задней части импульса.

1.3.3. Влияние числовой апертуры фокусирующей системы.

Числовая апертура фокусирующей системы NA оказывает серьезное влияние на процесс микрообработки. Так пороговая энергия требующаяся для микромодификации в приближении Гауссова пучка и практически полного отсутствия самофокусировки, зависит от NA , и определяется как [39]:

$$E_{th} = \frac{I_{th}\tau\lambda^2}{\pi NA^2 + \frac{I_{th}\lambda^2}{P_{cr}}} \quad (1.15)$$

где P_{cr} – критическая мощность самофокусировки в данном материале. Из формулы 1.15 видно, что пороговая энергия должна уменьшаться с увеличением числовой апертуры фокусирующей системы. Это подтверждается работами [39,61].

Нелинейные эффекты могут вносить серьезные изменения в процесс микрообработки прозрачных материалов. Так в случае использования фокусирующего объектива с числовой апертурой $NA < 0.65$ самофокусировка и генерация суперконтинуума серьезно искажают пространственный профиль пучка и соответственно приводят к потере энергии, чего не наблюдается при $NA > 0.65$.

Как было описано выше, числовая апертура определяет пространственные характеристики фокального объема, что прямым образом влияет на формирующиеся микромодификации. Помимо самофокусировки еще одним эффектом, удлиняющим область воздействия лазерного импульса, являются продольные сферические aberrации, которые могут значительно модифицировать профиль распределения интенсивности в фокальной перетяжке [48,97]. Как известно, использование сферических линз в качестве фокусирующей оптики вносит существенные сферические aberrации, которые приводят к изменению распределения интенсивности в фокальном объеме. Использование микроскопных многолинзовых объективов с aberrационной коррекцией или асферических линз позволяет значительно уменьшить влияние собственных продольных сферических aberrаций (СА) фокусирующей оптики при внутриобъемной микрообработке прозрачных материалов.

В тоже время, помимо сферических aberrаций фокусирующей оптики, значительный вклад в изменения распределения интенсивности в фокальном объеме при внутриобъемной микрообработке вносит интерфейсная сферическая aberrация (ИСА) [33], возникающая при прохождении сфокусированным пучком плоского раздела сред (интерфейса) с различным показателем преломления (воздух-образец). В этом случае, периферийные лучи фокусируемого

пучка фокусируются глубже, чем аксиальные. В [49] исследовано влияние так называемой собственной СА, эффекта самофокусировки, а также ИСА, возникающей на границе воздух-стекло, на длину люминесценции плазменного канала (филамента) в образцах SiO_2 при фокусировании в них импульсов фс-лазера. Длина фокуса определяемая интерфейсной сферической aberrацией зависит от числовой апертуры объектива, и глубины фокусировки [33,98–100].

1.3.4. Влияние частоты следования УКИ.

Большинство предыдущих рассуждений было основано на одноимпульсном взаимодействии. Однако, в случаях, когда в одну точку фокусируется значительное число импульсов и время между приходом двух соседних импульсов за счет высоких частот повторения становится меньше времени термодиффузии, в процесс обработки включаются механизмы основанные на аккумуляции тепла [29,100–104]. В работе [105] показано существенное превосходство размера модификации созданной в тепло-аккумулирующем режиме при использовании 25 МГц фемтосекундного лазера по сравнению с модификацией сформированной без тепловых эффектов. В подобном кумулятивном режиме структура модификаций определяется процессами нагрева, плавления и охлаждения. Фемтосекундные импульсы с энергией 1 мкДж и частотой повторения 200 кГц не приводят к возникновению режима теплового накопления и позволяют создать внутриобъемные волноводы в фторидных стеклах с малыми потерями, однако увеличение частоты повторения лазерных импульсов до 1 МГц, приводящее к появлению сильного тепло-аккумуляционного режима, предоставляет возможность формировать волноводы с лучшими световедущими свойствами [100]. Снижение потерь при увеличении частоты следования импульсов связывают с увеличением индуцированного показателя преломления и меньшим диаметром световедущей области. В тоже время результаты работы [103] показывают существенное ухудшение свойств волноводов индуцированных при частотах повторения фемтосекундных импульсов выше 1 МГц. Это связывается с серьезным снижением равномерности волноводов из-за эффекта накопления тепла.

Различные полученные соотношения между частотой повторения лазерных импульсов, порогом для начала накопления тепла и свойствами индуцированных структур, могут происходить из различных используемых фемтосекундных лазерных систем и типов стекла [79–82]. Например теплоаккумуляционный режим при создании индуцированных волноводов в плавленом кварце не наблюдается ни при частоте повторения импульсов 50 кГц [75] ни при 1 МГц [100].

Пространственные характеристики микромодификаций могут принимать экзотические формы, например периодические микрополости формирующиеся при сканировании полимерных

материалов лазерными импульсами с частотой повторения менее 1 кГц [95,106] или периодические микропузыри в плавленом кварце при высоких частотах повторения лазерных импульсов [107]. В тоже время структура периодических микроструктур зависит от направления сканирования.

1.3.5. Геометрия внутриобъемной микрообработки.

Существуют две принципиально различных геометрии внутриобъемной микрообработки (Рис. 9). В случае «продольной» образец перемещается параллельно оси распространения излучения. Такая конфигурация позволяет существенно снизить влияние сферических аберраций и Керровской самофокусировки [108], но препятствует созданию сложных трехмерных структур и сильно ограничена рабочим отрезком фокусирующей системы, который для объективов с числовыми апертурами $NA > 0.4$ обычно не превышает 15 мм. Данная конфигурация хорошо подходит для формирования центрально симметричных структур [90,108].

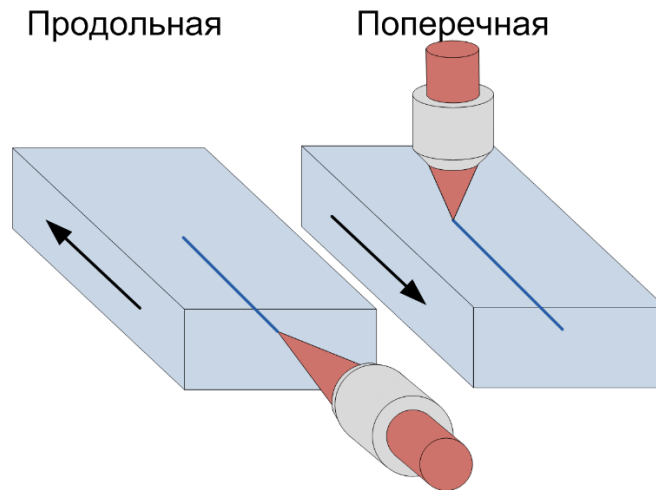


Рис. 9. Продольная и поперечная геометрия внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными лазерами.

Использование «поперечной» конфигурации, когда образец сканируется ортогонально по отношению к лазерному пучку, предпочтительно при создании сложных внутриобъемных модификаций. Недостатком данной конфигурации является существенная эллиптичность созданных микромодификаций из-за отношения глубины фокуса и диаметра перетяжки отличного от единицы:

$$\frac{2z_0}{2w_0} = \frac{n}{NA} \quad (1.16)$$

где NA – числовая апертура фокусирующего объектива, n – показатель преломления среды. Так как микроструктуры обычно формируются в прозрачных стеклах, кристаллах и полимерах в которых типичный показатель преломления близок к 1,5, а числовые апертуры объективов лежат в диапазоне от 0,3 до 1, то эллиптичность фокального объема находится в пределах от 5 до 1,5.

Кроме этого, дополнительный вклад в увеличение эллиптичности вносят эффект самофокусировки и наличие сферических аберраций [109]. В некоторых случаях, с помощью внесения специальных искажений волнового фронта данные недостатки можно существенно уменьшить [110–112].

1.4. Типы микромодификаций материала.

Выше было показано, что плазма свободных электронов при поглощении фемтосекундного лазерного импульса формируется в процессе многофотонного поглощения и лавинной ионизации. Однако процесс передачи энергии решетки остается полностью не изученным. Несмотря на различные параметры облучения и свойства материалов общепринято [88,92,113,114] подразделять микромодификации созданные фемтосекундными лазерными импульсами на три типа в зависимости от интенсивности лазерного излучения в фокусе, которые были предложены в [42]: плавное положительное изменение показателя преломления (тип I) [42,90,102,115,116], индуцированное двулучепреломление (тип II) [23,88,91,117–119], формирование микрополостей (тип III) [47,120,121]. Кроме данных типов микромодификации дополнительно можно выделить возможность карбонизации [122,123] и деполимеризации [124,125] полимерных материалов под действием фс импульсов, которые являются частными случаями модификаций типа I и III. Режим микромодификации зависит от множества параметров обработки (энергия импульса, длительность импульса, длина волны, тип поляризации, числовая апертура объектива, частота следования импульсов), а также от свойств материала.

Изменение показателя преломления (модификация типа I) достигает значений, лежащих в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-3} , и происходит при низких интенсивностях излучения. Модификации типа I являются обратимыми. Релаксация электронной подсистемы в этом случае не приводит к нагреву решетки материала, из-за чего изменение показателя преломления происходит в следствие уплотнения (увеличение плотности) материала [126–129], образование центров окраски [130,131] и ионного обмена [25].

Индуцированное двулучепреломление (модификация типа II), впервые было получено группой Мизировича [91]. Теоретическое объяснение предложенное в статье [23], основано на формировании под воздействием фемтосекундного импульса наномасштабных решеток. Это объяснение было подтверждено в статье [88], в которой с помощью фемтосекундных лазерных импульсов были сформированы фазовые нанорешетки. Кроме этого, модификация типа II может быть вызвана лазерно-индуцированным механическим напряжением в материале. Индуцированное двулучепреломление вызвано термомеханическими эффектами: ударными волнами, уплотнением и разрежением, кавитацией и некоторыми другими.

Формирование микрополостей (модификация типа III) под действием фемтосекундных

лазерных импульсов происходит за счет взрывной волны в процессе передачи энергии от электронов решетке. В результате чего, в центре фокального пятна образуется полость окруженная оболочкой с более высокой плотностью, и соответственно повышенным показателем преломления [95,116].

Облучение полимеров короткими лазерными импульсами может приводить к их деполимеризации и карбонизации за счет быстрого локального нагрева, декомпозиции и последующего образования локализованных углеродистых кластеров [124,132–134]. Предполагается, что причинами локальной декомпозиции является локальное возбуждение [124] или нагрев полимерной цепочки до температуры термического разложения [135]. Деполимеризация полимерных материалов под действием фс лазерных импульсов происходит благодаря разделению длинных цепочек полимеров на отдельные фрагменты. Фотохимические процессы и механизмы локальной деполимеризации подробно исследованы в работах [124,125]. Воздействие фемтосекундных лазерных импульсов с низкой энергией (<100 нДж) на полимерные материалы может приводить к деполимеризации и, как следствие, к плавному изменению показателя преломления материала, повышение энергии импульсов приводит к карбонизации полимерных материалов. В работах [123,122] показана, возможность карбонизации поликарбоната, полиимида, полисилоксана, полиметилметакрилата с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, которую связывают с быстрым локальным нагревом материала в области фокального пятна. Однако сложность измерения температуры после непосредственного лазерного воздействия и кратковременность воздействия фс импульсов оставляет открытым вопрос полного описания механизма карбонизации и формирования углеродистых кластеров.

Микроструктуры типа I могут быть использованы для создания волноводов, каплеров, интегральных фотонных схем [136]. Индуцированное двулучепреломление успешно используется в создании волновых пластин, конверторов поляризации [137–139]. Формирование микрополостей является перспективным инструментом для создания микроканалов, лабораторий на чипе и 3D памяти [140]. Кроме этого использование методов создания за один фемтосекундный лазерный импульс вытянутых микрополостей с аспектными соотношениями более 100 является очень перспективным при выполнении таких технологических операций как резка, перфорация и сверление прозрачных диэлектриков [106,111,141].

1.5. Применение микромодификации прозрачных материалов фемтосекундными лазерами.

1.5.1. Формирование фотонных структур.

Возможность локального изменения показателя преломления с помощью фемтосекундных лазеров предоставляет отличные перспективы для формирования внутриобъемных волноводов

[42]. С помощью техники фемтосекундной лазерной записи были записаны волноводы в различных стеклах [42], в том числе легированных [103], кристаллах [42] и полимерах [124]. Данная техника позволяет записывать как одномодовые, так и многомодовые волноводы с типичным изменением показателя преломления около 10^{-3} . Удастся достигать значений потерь менее 0,4 Дб/см, а при дополнительном отжиге их можно снизить до 0,05 Дб/см. Использование прямой фемтосекундной записи внутриобъемных волноводов является хорошим способом быстрого прототипирования фотонных интегральных схем, и мелкосерийного производства.

Одним из достоинств использования фемтосекундных лазеров для записи волноводов является возможность их непрерывного формирования при перемещении фокуса в любом направлении. Одномерный волновод является простейшей составляющей для более сложных многомерных структур. О формировании двухмерных каплеров и сплиттеров сообщалось в статьях [104,142], трехмерных в [143]. С помощью изменения длины взаимодействия соседних волноводов можно менять энергетические соотношения между двумя каналами в каплере. Это связано с взаимодействием распространяющихся в волноводах мод.

Важным направлением в развитии использования записанных фемтосекундными лазерами волноводов является создание активных фотонных чипов. Например, успешно ведется создание оптических усилителей. В работе [144] сообщается об успешном создании волновода в силикатном стекле с неодимом, в то же время Дела Велле и др. записали активный волновод в фосфатном стекле, с помощью которого достигли усиления порядка 2,5Дб/см [145]. Кроме этого активные волноводы были записаны и в других средах [146,147].

Объединение активных волноводов с зеркалами позволяет непосредственно создать лазер. Типичными зеркалами в данных применениях служат Брэгговские отражатели, расположенные вне кристалла. Лазеры подобных конфигураций были продемонстрированы в работах [103,147]. Формирование Брэгговских структур наряду с волноводом непосредственно в активном кристалле позволяет создать полностью интегрированный лазерный элемент [148]. Возможность использования кольцевого резонатора с активным волноводом может стать хорошей альтернативой зеркалам при создании лазера.

Другим активно развивающимся направлением, связанным с фемтосекундной записью волноводов, является создание магнитооптических и электрооптических модуляторов света. Магнитооптические модуляторы могут быть записаны в объеме Фарадеевского стекла [149,150]. Для записи электрооптических модуляторов может быть использован кристалл ниобата лития (LiNbO_3), так как он имеет хорошие электрооптические свойства и прозрачен для широкого диапазона длин волн [151].

Дополнительно стоит отметить работы по созданию интерферометров и высоко

интегрированных фотонных схем в объеме прозрачных материалов с помощью фемтосекундной записи волноведущих структур [136,152].

Важным применением возможности изменения показателя преломления является создание волоконных Брэгговских решеток (ВБР) [153–155]. ВБР являются ключевым компонентом в телекоммуникационных сетях и в создании волоконных сенсоров, так как они имеют малые потери и высокое отражение в узком диапазоне длин волн. Стандартным методом создания ВБР является облучение волокон с помощью ультрафиолетовых лазеров. Периодическая модуляция показателя преломления создается с помощью интерференционных методов. Однако данные методы создания имеют существенный недостаток – необходимость использования фоточувствительных волокон. Этот недостаток легко преодолевается с помощью методов внутриобъемной микромодификации фемтосекундными лазерами. Запись периодических структур производится как с использованием масок [156], так и в процессе поточечной записи [157]. Поточечная запись предоставляет широкие возможности формирования ВБР, но требует высоко точной системы позиционирования. Период модуляции показателя преломления в волокне напрямую зависит от скорости сканирования и от размера микромодификации. Данный способ записи хорошо себя показал при создании ВБР в стандартных телекоммуникационных волокнах [158].

Использование масок при записи ВБР имеет свои преимущества: высокая периодичность и контраст без систем точного позиционирования. Недостатком данного метода является необходимость изготовления высококачественных фазовых масок. Интерференция между +1 и -1 порядками определяет периодическую структуру в волокне.

К настоящему моменту с помощью фемтосекундных лазеров успешно были созданы волоконные Брэгговские решетки в различных средах [118,119,156].

1.5.2. Формирование микроструктур, проводящих жидкость.

Первыми исследованиями по созданию жидкостных микроканалов была абляция материалов погруженных в жидкость [159]. Данная техника была успешно применена для создания жидкостных смесителей.

Фемтосекундные лазеры отлично подходят для формирования полых внутриобъемных микроструктур, которые после нескольких этапов дополнительной обработки (нагрев, травление, очистка) могут стать микроканалами для доставки жидкостей.

В настоящее время успешно производятся различные микрожидкостные устройства: микропомпы, разветвленные микроканалы, резервуары и другие [71,160,161]. Непосредственная внутриобъемная лазерная абляция фс импульсами, с последующим травлением плавиковой

кислотой успешно применяется для создания микроканалов микрометрического масштаба [162], а так же для создания комплексных микроустройств. Фемтосекундные лазеры хорошо подходят для формирования микроканалов в различных средах: кварце [163], стекле BK7 [77], сапфире [120]. Важным применением трехмерных микроканалов является создание нано-аквариумов для наблюдения за микроорганизмами и живыми клетками [164], а также для комплексных устройств таких как лаборатория на чипе.

1.5.3. Комбинированные микроустройства.

Фемтосекундные лазеры позволяют создавать оптические микрокомпоненты такие как микрзеркала [165], микролинзы [161] и сложные устройства Lab-on-chip [166].

Объединение микрооптических и микрожидкостных структур в единое целое позволяет создавать сложные, комплексные устройства широкого назначения. Например, формирование внутриобъемных микрзеркал и жидкостного канала в стекле позволило создать лазер на красителе родамин 6Ж [167]. В данном случае зеркала представляли собой плоские микрополости с хорошим качеством поверхности. Их работа была основана на эффекте полного внутреннего отражения. Краситель прокачивался через микроканал и небольшую полость, находящуюся между зеркалами. Накачка производилась с помощью второй гармоники неодимового лазера. В результате удалось достичь генерации лазерных импульсов с частотой 15 Гц и средней мощностью 10 мВт.

Значительных успехов добились в создании лаборатории на чипе с помощью фемтосекундных лазеров. Например Донгре и Оселам показали микроустройства объединяющие оптические волноводы и микроканалы, созданные в объеме прозрачного материала с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [166,168]. Данные микрочипы были использованы для наблюдения флуоресценции молекул, в том числе ДНК.

Высокую чувствительность с точки зрения наблюдения флуоресценции показал микрочип представленный в работе [169], объединяющий две микролинзы, микрополость, микроканал и волновод. Данный микрочип, интегрирован с двумя полупроводниковыми детекторами и лазером накачки. Наличие внутриобъемных микролинз показало восьмикратный выигрыш в полезном сигнале.

1.5.4. Двухфотонная полимеризация.

Несмотря на то, что большинство результатов, показанных ранее описывают процессы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с твердыми прозрачными материалами (стекла, кристаллы, полимеры и т.д.) они справедливы и для прямой фемтосекундной лазерной двухфотонной полимеризации. Фоточувствительные полимеры, состоящие из диэлектрических

молекул, могут изменять свои физические и химические свойства под действием света [170]. Используя эффекты нелинейного поглощения и фотополимеризации возможно создавать различные микро- и наноструктуры [121,161,171–174], и добиться субмикронного разрешения [175]. Для двух-фотонной полимеризации обычно используют жидкую фоточувствительную резину [176], состоящую из фотоинициатора и структурных единиц будущего полимера – мономеров или олигомеров. Фотоинициатор способный к двух-фотонному поглощению приводит к сшивке других составляющих фоточувствительной композиции в единое целое, то есть запускает процесс радикальной фотополимеризации. Полимеризация протекает непосредственно в фокальном объеме, что наряду с нелинейным поглощением позволяет добиться высокого пространственного разрешения лучше чем 100 нм [177]. Сканирование фоточувствительного материала помогает создавать твердые трёхмерные структуры для различных применений.

Наиболее известная модель созданная с помощью двухфотонной полимеризации – микробыки, размером менее 10 мкм, при разрешении печати 120 нм [12]. Главными применениями двухфотонной полимеризации является создание фотонных [178] и медицинских устройств [173,174,179,180]. Множество работ посвящено созданию микрооптических элементов таких как микролинзовые растры [181–183] и фотонные кристаллы [184,185].

Разрешение двух-фотонной полимеризации зависит от многих факторов: длительности импульса, длины волны, фокусирующей оптики, энергии импульса, влияния паразитных нелинейных эффектов и свойств фоточувствительного материала. Значительное количество исследований сфокусировано на задаче увеличения пространственного разрешения [175,186].

1.5.5. Использование внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными лазерами в технологических операциях и медицине.

Фемтосекундные лазеры активно используются в традиционных технологических операциях современной промышленности: для микрообработки поверхности материалов [187], резки [188,189] и сверления [41,188]. Однако, понимание особенностей взаимодействия фемтосекундных лазеров с прозрачными материалами открывает широкие возможности по созданию новых современных ультрапрецизионных технологий. Так классическим методом резки материалов с помощью лазеров является послойное удаление материала с помощью абляции, который имеет ряд недостатков: высокие требования к энергетическим характеристикам лазера, сложность достижения ширины реза менее 30 мкм, загрязнение поверхности материала, высокая конусность реза. Однако использование методов удлинения перетяжки лазерного излучения, при котором за один импульс формируется микрополость постоянного диаметра (<5 мкм) с аспектным соотношением более 100, позволяет создать

технологии резки, сверления и одноимпульсной перфорации прозрачных диэлектриков, в том числе особо твердых (сапфир, алмаз), отличающиеся высокой производительностью, повторяемостью и качеством [106,111,141]. Точность микрообработки превосходит параметры, которые можно достичь при наносекундной лазерной обработке или с помощью других традиционных техник.

Возможность высоколокализованного внутриобъемного воздействия с помощью фемтосекундных лазеров без повреждения областей по которым распространялось излучение открыло широкие возможности их применения в медицине, в частности в офтальмологии. В настоящее время внутриобъемная микрообработка фемтосекундными лазерами успешно применяются в коррекции зрения по технологиям фемто-ЛАСИК [32–34], SMILE [35] и фемтосекундная факэмульсификация (FLACS) [36,37]. В тоже время ведутся постоянные работы по совершенствованию существующих и созданию новых технологий [190].

Фемтосекундные лазеры также могут быть применены и в других областях медицины, например для вырезания медицинских полимерных биоразлагаемых стентов, в случае которых другие способы неприменимы [95]. Стоит упомянуть значительные усилия по созданию с помощью фемтосекундных лазеров устройств памяти на основе стекол и плавленого кварца [30].

1.6. Выводы по главе 1.

В данной главе приведен обзор основных процессов, определяющих формирование микромодификаций под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Главными особенностями фемтосекундной микрообработки являются нелинейный характер поглощения излучения и кратковременность его воздействия. В процессе облучения прозрачных материалов можно добиться трех типов микромодификаций: изменение показателя преломления, индуцированное двулучепреломление, формирование микрополостей. Параметрами, влияющими на пространственные характеристики и характер микромодификаций, являются: длина волны, длительность импульса, частота импульсов, энергия импульсов, числовая апертура объектива, глубина фокусировки и некоторые другие. Изменяя параметры обработки можно добиться различных типов модификаций. Фемтосекундная микрообработка успешно применяется для создания фотонных, микрожидкостных устройств, а также в медицине, и технологии. Поверхностная и внутриобъемная микромодификация прозрачных материалов фемтосекундными импульсами хорошо изучена теоретически и экспериментально во множестве работ, в тоже время мало внимания уделено возможности управления пространственными характеристиками микромодификаций за счет варьирования параметров обработки таких как числовые апертуры фокусирующих элементов, энергии импульсов, пространственного распределения излучения, коэффициента перекрытия при сканировании и других.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.

В данной главе описана экспериментальная установка, включающая в себя различные источники лазерных импульсов, оптические системы доставки излучения, фокусирующие системы, системы позиционирования и некоторые другие. Представлены характеристики использованных измерительных приборов и описана основная методика эксперимента.

2.1. Источники фемтосекундных лазерных импульсов.

В экспериментах использовались фемтосекундные лазерные системы с длительностями импульсов в диапазоне от 300 до 400 фс. Использование в качестве лазерной среды материалов (кристаллы, стекла, волокна) активированных ионом иттербия позволяет генерировать фемтосекундные импульсы с длинами волн вблизи 1,04 мкм, несмотря на различную конструкцию и принципы работы лазеров. Использование фемтосекундных лазерных импульсов с близкими спектрально-временными характеристиками позволяет утверждать о однотипности механизмов их поглощения и релаксации, и предоставляет отличную возможность изучения процессов микромодификации в зависимости от частотно-энергетических характеристик лазерного излучения.

2.1.1. Низкочастотная иттербиевая фемтосекундная лазерная система с регенеративным усилителем.

Основным лазерным источником, использовавшимся в работе, являлась иттербиевая лазерная система (RYF-10/35, Avesta Project) на основе волоконного задающего генератора с волоконным предусилителем, регенеративного твердотельного усилителя и стретчера-компрессора.

Задающий генератор был выполнен на основе активного иттербиевого волокна с SESAM (semiconductor saturable absorber mirror) в качестве синхронизатора мод. Для накачки использовано три лазерных диода на длине волны 976 нм. На выходе задающего генератора формируются фемтосекундные лазерные импульсы на длине волны 1030 нм с шириной спектра 15 нм, длительностью 200 фс, частота повторения при этом составляет 60 МГц, а средняя мощность 250 мВт.

Так как в регенеративном усилителе достигаются значительные энергии импульсов (> 150 мкДж), то прямое усиление фемтосекундных импульсов приведет к сильным нелинейным эффектам в активном кристалле. Наличие нелинейных эффектов (самофокусировка, фазовая самомодуляция) в свою очередь может привести к искажению спектра импульса или к повреждению кристалла. Для снижения влияния нелинейности используется известная техника усиления чирпированных импульсов CPA (chirped pulse amplification), при этом фемтосекундный

импульс растягивается на дифракционных решетках или призмах, сохраняя при этом свой спектр. После растяжения импульс может значительно усиливаться, без возникновения ограничивающих нелинейных эффектов, так как пиковая мощность его существенно снижается, а затем сжиматься до первоначальных длительностей. Растяжения и сжатие в данной лазерной системе выполняется с помощью системы дифракционных решеток.

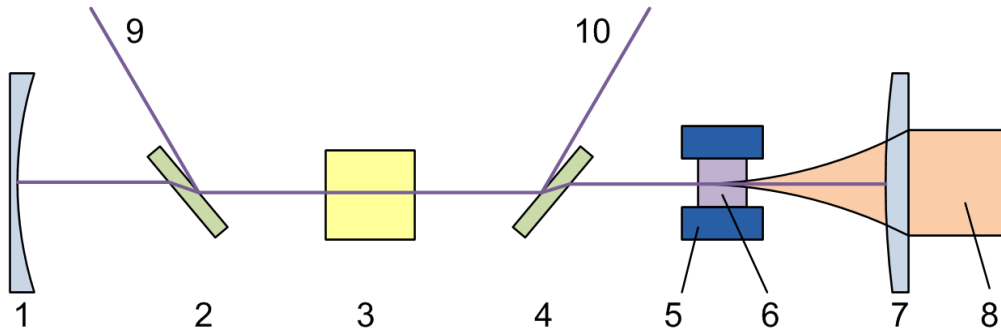


Рис. 10. Принципиальная схема регенеративного усилителя.

Прежде чем попасть в регенеративный усилитель (Рис. 10) фемтосекундный лазерный импульс растягивается с помощью стретчера до длительности порядка 300 пс. Регенеративный усилитель представляет собой лазерный резонатор с образованный двумя диэлектрическими зеркалами (1 и 7) с высоким коэффициентом отражения на длине волны лазера. В качестве активной среды используется кристалл калий-иттриевого вольфрамата легированного иттербием Yb:KYW (6), закрепленный в рубашке с жидкостным охлаждением (5). Накачка (8) осуществляется с помощью сфокусированного излучения линейки лазерных диодов через диэлектрическое зеркало (7). Для селекции и контролируемого усиления импульсов в резонаторе установлена ячейка Поккельса (3) и два тонкопленочных поляризатора (2 и 4). Оси поляризаторов изначально ориентированы перпендикулярно плоскости поляризации фемтосекундного лазерного импульса, что позволяет, используя ячейку Поккельса, сначала вводить импульс в резонатор (10), а затем через несколько проходов через усиливающий кристалл выводить усиленный импульс (9). Усиление импульса в регенеративном усилителе составляет порядка 10^4 .

После усиления в регенеративном усилителе лазерный импульс сжимается решетками до изначальной длительности. Используемая лазерная система позволяла генерировать фемтосекундные лазерные импульсы в моде TEM₀₀ с центральной длиной волны лазерного излучения 1025 нм, длительностью импульса 350 фс (FWHM), энергией 150 мкДж, средней мощностью 300 мВт, радиусом лазерного пучка по уровню $1/e$ по интенсивности 3,2 мм и частотой повторения от 1 до 2000 Гц, стабильностью энергии ($\pm\%$ rms) <2%, качеством пучка $M^2 < 1.3$ и горизонтальной поляризацией излучения. Низкая частота следования импульсов является особенностью регенеративных усилителей, и связана с большими временами

срабатывания ячейки Поккельса.

Дополнительно в лазерную систему был установлен селектор лазерных импульсов (OG8, Avesta Project) на основе ячейки Поккельса с возможностью селекции импульсов с частотами до 100 кГц. Он был использован для прореживания рабочих частот в диапазоне от 1 до 2000 Гц, что позволяло проводить исследования микромодификаций созданных одиночными лазерными импульсами без необходимости использования высокоскоростных моторизированных трансляторов.

2.1.2. Высокочастотная иттербиевая фемтосекундная лазерная система с регенеративным усилителем.

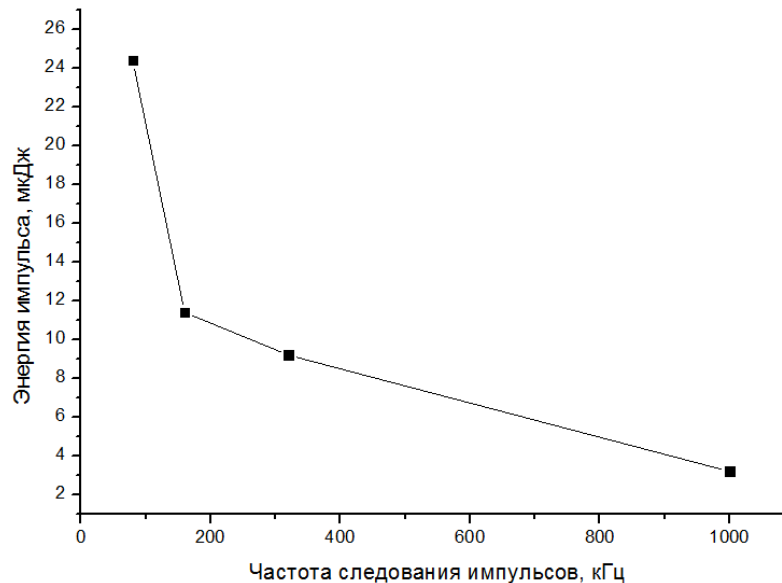


Рис. 11. Зависимость энергии фемтосекундных лазерных импульсов от частоты следования для лазера OneFive Origami XP.

Вторым использованным лазерным источником являлся иттербиевый лазер (Origami XP, ONEFIVE) состоящий из волоконного задающего генератора и регенеративного усилителя. Выходные характеристики задающего волоконного генератора аналогичны случаю, описанному в пункте 2.1.1. Использование высокочастотной ячейки Поккельса в регенеративном усилителе позволяет расширить границы возможных частот следования лазерных импульсов, но приводит к снижению максимальной энергии лазерного импульса за счет меньшего возможного числа проходов через усиливающую среду (Рис. 11).

Иттербиевый лазер Origami XP позволяет генерировать фемтосекундные лазерные импульсы в моде TEM_{00} с центральной длиной волны основного лазерного излучения 1030 нм, длительностью импульса 260 фс (FWHM), энергией до 25 мкДж (на частоте 80 кГц), средней мощностью 2 Вт, радиусом лазерного пучка по уровню $1/e$ по интенсивности 4 мм и частотой повторения до 1 МГц, стабильность энергии ($\pm\%$ rms) $<1\%$, качество пучка $M^2 < 1.2$, поляризация

излучения горизонтальная.

2.1.3. Высокочастотный волоконный иттербиевый фемтосекундный лазер с волоконным усилителем.

Также в работе использовался волоконный иттербиевый лазер (Antaus, Avesta Project), состоящий из волоконного осциллятора и волоконного усилителя, генерирующий фемтосекундные лазерные импульсы в моде TEM_{00} с центральной длиной волны основного лазерного излучения 1030 нм, длительностью импульса 300 фс (FWHM), энергией 1 мкДж, радиусом лазерного пучка по уровню $1/e$ по интенсивности 4 мм и частотой повторения 2 МГц.

2.2. Экспериментальные методы исследования.

В данной работе использовалась экспериментальная установка, принципиальная схема которой представлена на Рис. 12. В ходе работы данная установка неоднократно адаптировалась для различных исследований и задач.

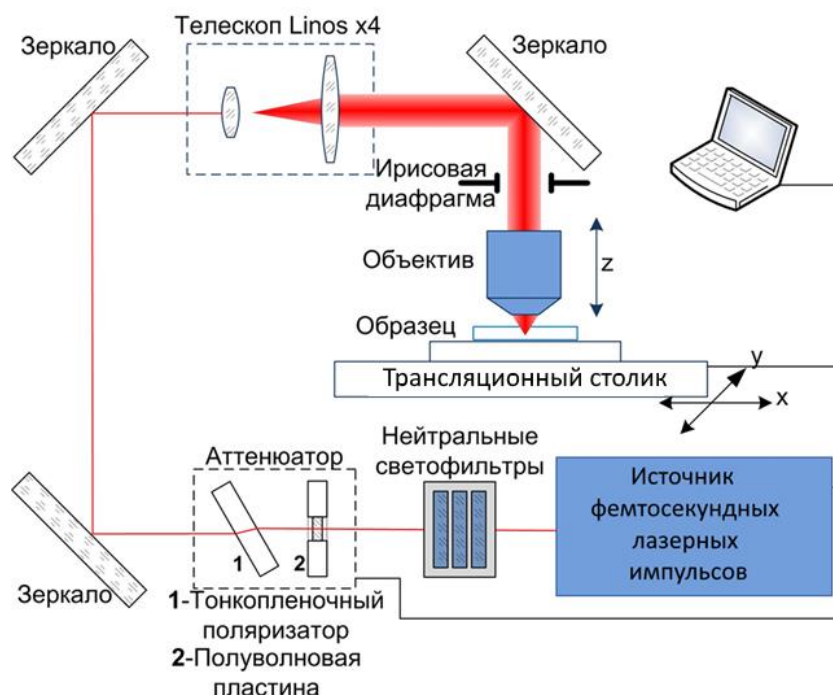


Рис. 12. Схема экспериментальной установки по микрообработке прозрачных материалов фс импульсами.

Не все лазерные источники, использованные в работе, имели встроенное устройство для регулирования энергии фемтосекундных лазерных импульсов, поэтому для их ослабления были использованы: набор нейтральных светофильтров с различными коэффициентами пропускания, а так же аттенюатор, состоящий из пластины $\lambda/2$ нулевого порядка, смонтированной на моторизированном ротационном столике (8MR190-2-28, Standa) с минимальным углом поворота 0,01 градус, и тонкопленочного поляризатора установленного под углом Брюстера (возможная

неточность установки $\pm 3^\circ$). Поворот пластины $\lambda/2$ приводил к вращению плоскости поляризации лазерного пучка, поляризатор исходно был установлен в позицию, пропускающую только горизонтальную составляющую плоскости поляризации. Аттенюатор имел возможность как грубого ручного управления, так и точного с помощью компьютера, и позволял управлять энергией импульсов в пределах от 1 до 150 мкДж.

Для подъема рабочего уровня луча на 20 см использовались два диэлектрических зеркала с диаметром в один дюйм, установленных один над другим параллельно друг другу, под углом 45° к направлению луча непосредственно после аттенюатора.

Для расширения лазерного пучка использовался телескоп с четырехкратным увеличением производства компании LINOS (м.х VIS-YAG 4X) со следующими характеристиками: 1064нм, отражение на 1025 нм порядка 0,4%; максимальный диаметр входящего пучка на уровне $1/e^2$ равен 4 мм, свободный входной диаметр телескопа 9 мм. Он был установлен на держатель с возможностью юстировки по двум углам и двум координатам. Настройка производилась с помощью дополнительного зеркала, размещенного под углом 45° к лазерному пучку непосредственно перед местом расположения телескопа, которое отражало пучок в центр экрана в дальней зоне. Затем устанавливался телескоп, на входной и выходной зрачок которого устанавливались мишени (диафрагмы) с отверстием в центре. Центровка пучка по этим мишеням, и совмещение его с центром экрана, позволяли добиться необходимой точности установки телескопа относительно оси пучка. Данный метод настройки позволял в случае необходимости убирать телескоп, при сохранении настройки схемы и возможности его повторной инсталляции. Телескоп позволил получить параллельный пучок с Гауссовым распределением интенсивности диаметром 18 мм.

Коллимированный пучок вводился в фокусирующий объектив с использованием поворотного диэлектрического зеркала (1064 нм, $R_{1025\text{нм},45^\circ} > 98\%$). Для корректировки размера пучка, падающего на объектив, использовалась ирисовая диафрагма, позволяющая уменьшать диаметр пучка до 1 мм с точностью 0,1 мм.

Объективы устанавливались на моторизированный трансляционный столик (8MT173-25, Standa), что позволяло управлять глубиной фокусировки излучения в образце в пределах 25 мм (Z координата) со скоростью от 3 до 800 мкм/с и устанавливать позицию с точностью 1,25 мкм.

2.3. Характеристики фокусирующих систем.

Для определения зависимости пространственных характеристик внутриобъемных микроструктур от типов и параметров фокусирующих систем в экспериментах были использованы различные объективы и линзы.

1. Линзовый объектив 54-18-23-1064nm, Special Optics, длина волны 1064 нм, диаметр апертуры 18 мм, фокусное расстояние 23 мм, $T > 97\%$, $N.A. = 0.39$;
2. Линзовый объектив собственной конструкции с абберационной коррекцией FS-30, длина волны 1064 нм, диаметр входного пучка 15 мм, фокусное расстояние в воздухе 30мм, $NA = 0.3$;
3. Асферическая линза AL 1210с, THORLABS, длина волны 1064 нм, $N.A. = 0.545$, максимальный входной диаметр 9,88 мм.
4. Линзовый объектив Leitz Wetzlar, PLAN L50x, $N.A. = 0.6$;
5. Линзовый объектив Nikon, LU PLAN, ELWD, $N.A. = 0.8$.
6. Сферическая линза с $N.A. = 0.58$, фокусное расстояние в воздухе 15 мм.

Значительное разнообразие фокусирующих систем позволило установить зависимости параметров внутренних микромодификаций от их особенностей: наличия абберационной коррекции при фокусировке в объем материала; наличия собственных сферических аббераций и других. Используемые фокусирующие системы и наличие ирисовой диафрагмы, установленной перед ними, позволили покрыть возможный диапазон числовых апертур от 0.1 до 0.8, что предоставило полную информацию о влиянии числовой апертуры на пространственные характеристики внутриобъемных микромодификаций прозрачных диэлектриков.

2.4. Система измерения длительности фемтосекундных импульсов.

Использование традиционных электрооптических методов, таких как быстрые фотодиоды или стрик-камеры, невозможно для измерения длительности фемтосекундных импульсов. Для определения длительности УКИ используются нелинейные оптические эффекты, например, генерация второй гармоники.

Длительность импульсов измерялась фемтосекундным одноимпульсным автокоррелятором (ASF -100, Avesta Project), который способен измерять длительность импульсов со следующими характеристиками: спектральный диапазон 1000-1100 нм, диапазон длительностей 100-1500 фс, мода TEM_{00} , диаметр входного пучка < 6 мм, горизонтальная поляризация. Измеренный временной профиль импульса является квазигауссовым. Погрешность полученных результатов ± 10 фс. Эксперименты проводились при атмосферном давлении, температура воздуха была стабилизирована на уровне $T = 23 \pm 0,5^\circ \text{C}$.

Фемтосекундный одноимпульсный автокоррелятор ASF-100 предназначен для измерения длительности импульса фемтосекундных осцилляторов и усилителей. Данный автокоррелятор проводит измерение автокорреляционной функции второго порядка, при этом используется неколлинеарный (векторный) синхронизм. Фемтосекундные импульсы пересекаются в объеме тонкого нелинейного кристалла таким образом, чтобы угол между ними удовлетворял условию

возникновения векторного синхронизма. Генерация второй гармоники при этом происходит в направлении биссектрисы этого угла. Необходимым условием генерации второй гармоники является временное перекрытие интерферирующих фемтосекундных импульсов, при этом профиль автокорреляционной функции имеет колоколообразную форму. Малая толщина нелинейного кристалла необходима для того, чтобы ширина полосы спектрального синхронизма превышала ширину спектра исследуемого импульса.

Принципиальная схема одноимпульсного автокорреллятора представлена на Рис. 13. Лазерный импульс после прохождения двух настроечных диафрагм Д1 и Д2 делится на два идентичных импульса на светоделителе ДИ. Система зеркал З1-З6 направляют данные импульсы в нелинейный кристалл НК, в котором происходит генерация второй гармоники. Для выполнения условий временного перекрытия импульсов на кристалле, один из импульсов проходит через временную задержку, состоящую из зеркал З1 и З2. Излучение второй гармоники после прохода инфракрасного фильтра Ф фокусируется с помощью линзы Л на ПЗС матрицу.

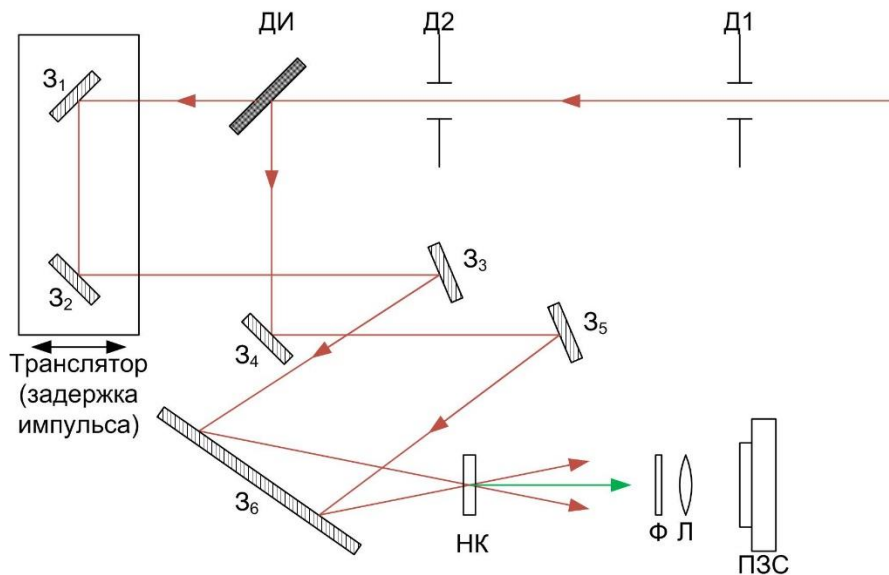


Рис. 13. Принципиальная схема одноимпульсного автокорреллятора ASF -100.

Два идентичных импульса, сформированных с помощью делителя ДИ, при пересечении в нелинейном кристалле НК генерируют излучение второй гармоники Рис. 14. Из рисунка видно, что поперечный размер пучка второй гармоники зависит от длительности импульса t . Лазерный импульс типично имеет Гауссовы профили распределения интенсивности как во времени, так и в пространстве:

$$I(T) = I_0 e^{-4 \ln 2 \left(\frac{T}{t}\right)^2} \quad (2.1)$$

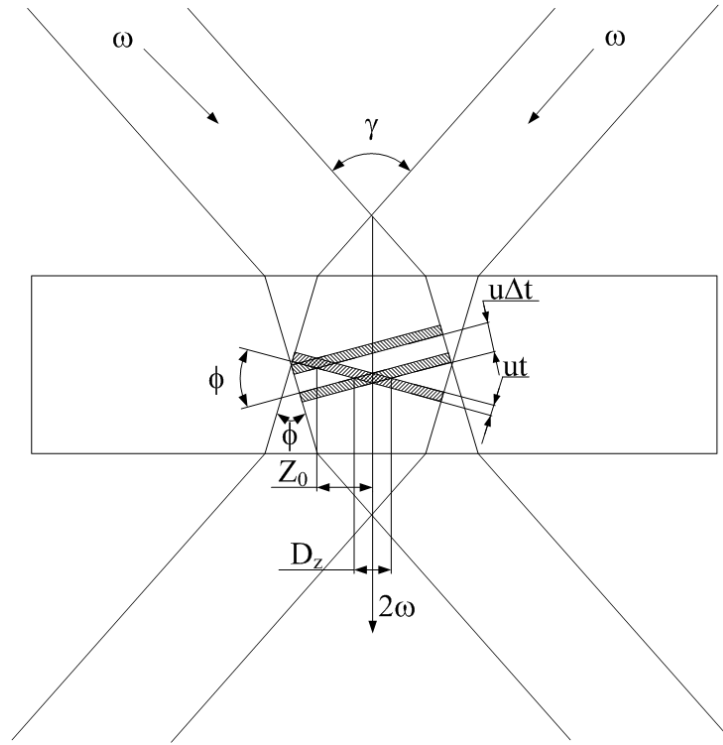


Рис. 14. Схема генерации второй гармоники в двулучепреломляющем кристалле с помощью двух идентичных фемтосекундных лазерных импульсов.

$$I(r) = I_0 e^{-4 \ln 2 \left(\frac{r}{D} \right)^2} \quad (2.2)$$

где t – длительность импульса на половине высоты (FWHM), D – диаметр пучка на половине интенсивности (FWHM). Пусть Δt – временная задержка между импульсами. Тогда распределение энергии второй гармоники в плоскости выходной грани (z ; x) НК будет определяться выражением:

$$W_{2\omega} \approx e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \left(D_z \cos \frac{\gamma}{2} / D \right)^2} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{x}{D_x} \right)^2} e^{-\ln 2 \left(\frac{z+Z_0}{D_z} \right)^2} \quad (2.3)$$

Параметры D_x и D_z определяют распределение интенсивности второй гармоники вдоль осей x и z соответственно, и определяются с помощью выражений:

$$D_x = \frac{D}{\sqrt{2}} \quad (2.4)$$

$$D_z = \frac{tu}{\sqrt{2} \sin \frac{\phi}{2}} \left[1 + \frac{t^2 u^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2}}{D^2 \sin^2 \frac{\phi}{2}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

где u – скорость света на основной частоте в кристалле, а ϕ – угол пересечения пучков в кристалле. Величина Z_0 определяет смещение центра распределения интенсивности второй гармоники в кристалле при наличии задержки между импульсами величиной Δt :

$$Z_0 = \left[\frac{(\Delta t \sin \frac{\phi}{2})^2}{ut^2} \right] D_z^2 \quad (2.6).$$

При малых диаметрах пересекающихся пучков и небольших углах их схождения γ выражения (5) и (6) могут быть приведены к следующему виду:

$$Z_0 = (\Delta t u) / 2 \sin \frac{\varphi}{2} \quad (2.7)$$

$$D_z = \frac{tu}{\left(\sqrt{2} \sin \frac{\varphi}{2}\right)} \quad (2.8)$$

Используя выражения (2.7) и (2.8) может быть рассчитана длительность лазерного импульса:

$$t = \frac{\Delta t D_z}{\sqrt{2} Z_0} \quad (2.9)$$

Следовательно, измеряя величины D_z , Δt , Z_0 , становится возможным определение длительности исходного импульса.

2.5. Экспериментальное определение поперечного распределения интенсивности фокусируемого пучка.

Распределение интенсивности в лазерном пучке является важной характеристикой при фс микрообработке. Для лазерной системы (RYF-10/35, Avesta Project) использовавшейся в экспериментах Гауссово распределение в поперечном сечении пучка было подтверждено экспериментально.

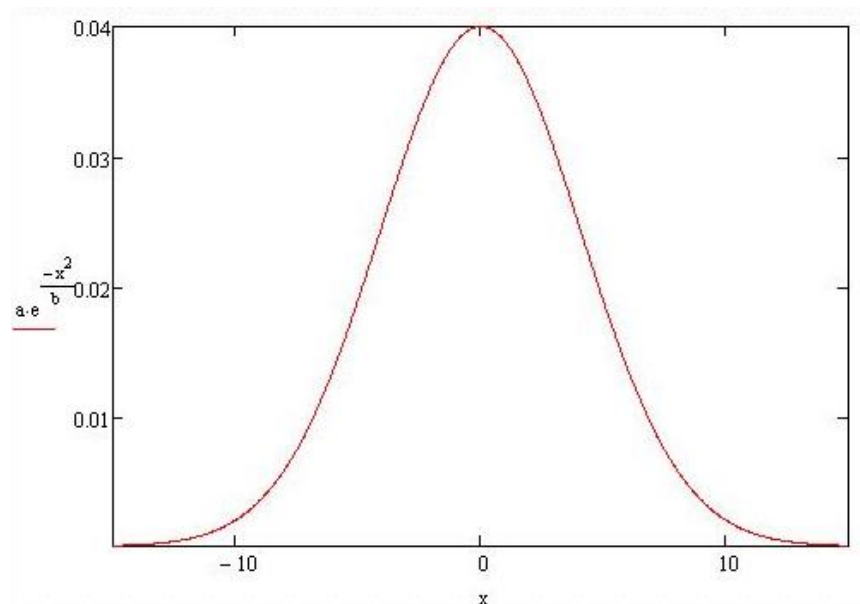


Рис. 15. График зависимости интенсивности излучения от радиуса пучка.

Установленная непосредственно перед фокусирующим объективом ирисовая диафрагма позволяла уменьшать диаметр пучка до 1 мм. Была измерена зависимость энергии в импульсе от диаметра пучка, падающего на объектив. По этой зависимости было математически рассчитано распределение интенсивности в пучке, которое с высокой точностью аппроксимируется

Гауссовой функцией Рис. 15. На Рис. 16 представлено пространственное распределение интенсивности лазерного пучка.

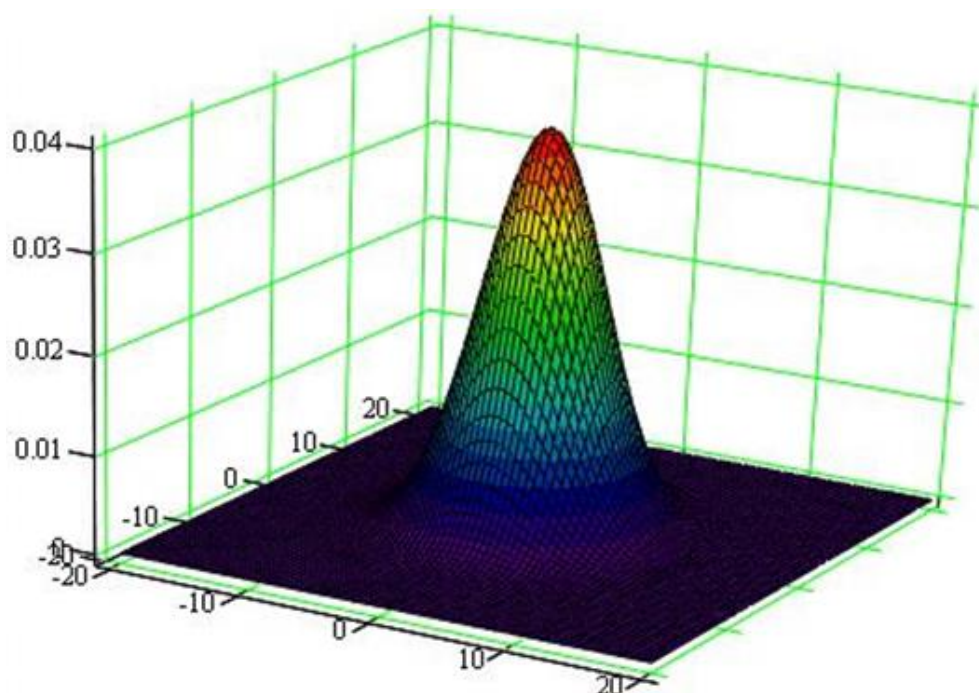


Рис. 16. Распределение интенсивности в лазерном пучке.

2.6. Характеристики систем сканирования образков.

Излучение фокусировалось в образец, который был установлен перпендикулярно пучку на трансляционный столик. В экспериментах были использованы линейные трансляторы различных типов:

1. Двухкоординатный трансляционный стол, образованный парой трансляторов на основе шаговых моторов (8MT173-50, Standa), перемещение в диапазоне 0-50 мм со скоростью до 800 мкм/с, точность выбора позиции лучше 1,25 мкм.
2. Линейный транслятор Newport, UTS50сс на основе мотора постоянного тока, перемещение в диапазоне 0-50 мм со скоростью до 40000 мкм/с, точность выбора позиции лучше 1 мкм.
3. Двухкоординатный трансляционный стол Physik Instrumente M-868 на основе линейных пьезо моторов, перемещение в диапазоне 0-25 мм со скоростью до 50000 мкм/с, точность выбора позиции 0,1 мкм.
4. Двухкоординатный транслятор на основе двух линейных микро моторов LM1247 (Faulhaber GmbH), перемещение в диапазоне 0-25 мм со скоростью до 150000 мкм/с. точность выбора позиции лучше 2 мкм.

Все системы позиционирования управлялись с помощью контроллеров, рекомендуемых производителем. Контроллеры были подключены к персональному компьютеру, управление

осуществлялось как с помощью программного обеспечения (ПО) собственной разработки, так и с помощью оригинального ПО предоставленного производителем. Во всех случаях ПО позволяло создавать алгоритмы движения одновременно всех необходимых в эксперименте трансляторов.

2.7. Методика контроля энергии лазерных импульсов и характеристики датчиков энергии лазерных импульсов.

Мониторинг энергии лазерных импульсов проводился как до, так и во время обработки образцов. Образцы закреплялись таким образом, что только 50% их объема непосредственно находится на поверхности транслятора. Пучок фокусируется в свободную часть образца. Такой способ установки позволил поместить измеритель мощности непосредственно за свободной частью образца, и проводить мониторинг энергии, переданной непосредственно после объектива (образец отсутствует), а также пропущенную образцом энергию во время эксперимента (образец установлен), это позволяло измерять долю поглощенной в образце энергии.

В эксперименте использовались следующие датчики мощности:

1. PD300-1W, Ophir Photonics, спектральный диапазон 350-1100 нм, диапазон измеряемой мощности 500 пВт-1000мВт, разрешение 0,01нВт;
2. 3A-SH, Ophir Photonics, спектральный диапазон 0,19-20 мкм, диапазон измеряемой мощности 60мкВт-3Вт, точность $\pm 3\%$, уровень внутренних шумов 2мкВт.

Был использован измеритель мощности Nova, Ophir Photonics.

2.8. Образцы и материалы для исследований.

Как уже ранее отмечалось, предметом данных экспериментальных исследований являются размерные характеристики контролируемых разрушений, производимых последовательностью одиночных фс-импульсов внутри образцов, изготовленных из прозрачных диэлектриков.

В экспериментах использовались образцы из следующих материалов: поликарбонат (PC), Полиметилметакрилат (PMMA), плавленый кварц, оптическое стекло BK7, CVD алмаз, Поли-Л-Лактид (PLLA), полипропилен, полиимид, специальные гидрофобные и гидрофильные полимеры на основе PMMA. Оптические свойства используемых материалов указаны в Таблице 1.

Указанные материалы были выбраны в связи их широкой доступностью, практическим использованием в технике, промышленности и медицине, а также для определения особенностей микрообработки различных типов прозрачных диэлектриков. Преимущественно в экспериментах использовались объемные образцы, представляющие собой пластины или кубы с

полированными гранями оптического качества и пленки толщиной от 50 до 100 мкм. В экспериментах по отработке технологии резки полимерных коронарных стентов фс-импульсами использовались полые трубки, которые были созданы методом экструзии из PLLA. Трубки имели следующие размерные характеристики: диаметр 1,4 мм, толщина стенки 80 мкм.

Таблица 1. Оптические характеристики используемых материалов.

Материал	Показатель преломления n на длине волны 1030 нм	Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	Тип материала
Поликарбонат (PC)	1.5644	3.0-3.4	Органический, аморфный
Полиметилметакрилат (PMMA)	1.4814	5.75	Органический, аморфный
Плавленый кварц	1.4500	5.05-7.3	Неорганический, аморфный
Оптическое стекло BK7	1.5071	4.28	Неорганический, аморфный
CVD алмаз	2.3907	5.5-6.0	Неорганический, кристаллический
Полипропилен	1.4921	4.6-5.8	Органический, аморфный
Поли-Л-Лактид (PLLA)	1.4507	4.5-5	Органический, кристаллический
Полиимид (Kapton)	1.5008	2.01	Органический, аморфный

Оптическое качество граней позволяло проводить визуальное наблюдение процесса микромодификации материала, а также проводить всестороннее исследование созданных фс импульсами в образцах пространственных микромодификаций.

В основном в экспериментах использовались образцы из поликарбоната. Этот широко используемый материал был выбран в качестве модельного по двум причинам. Во-первых, из наиболее доступных и легко обрабатываемых механически до уровня оптического качества, он обладает низким порогом разрушения, что связано в первую очередь с малой шириной запрещенной зоны (см. таб.1). Во-вторых, следы разрушения в нем после воздействия фс-импульса заметно контрастнее, чем в других материалах. Последнее, по-видимому, связано с тем, что в области разрушения образца выделяется углерод в виде сажи. Сказанное иллюстрируется Рис. 17 и Рис. 18. На Рис. 17 для сравнения приведены зависимости длины следов разрушения в

виде нитей от энергии фс-импульса в образцах из орг. стекла (PMMA) и поликарбоната. Расстояние геометрического фокуса (f_d) от поверхности для обоих образцов одинаково. Из Рис. 17 видно, что длина нити в поликарбонате больше чем в PMMA при той же энергии импульса, что, по-видимому, связано с более низким порогом разрушения поликарбоната по сравнению с PMMA.

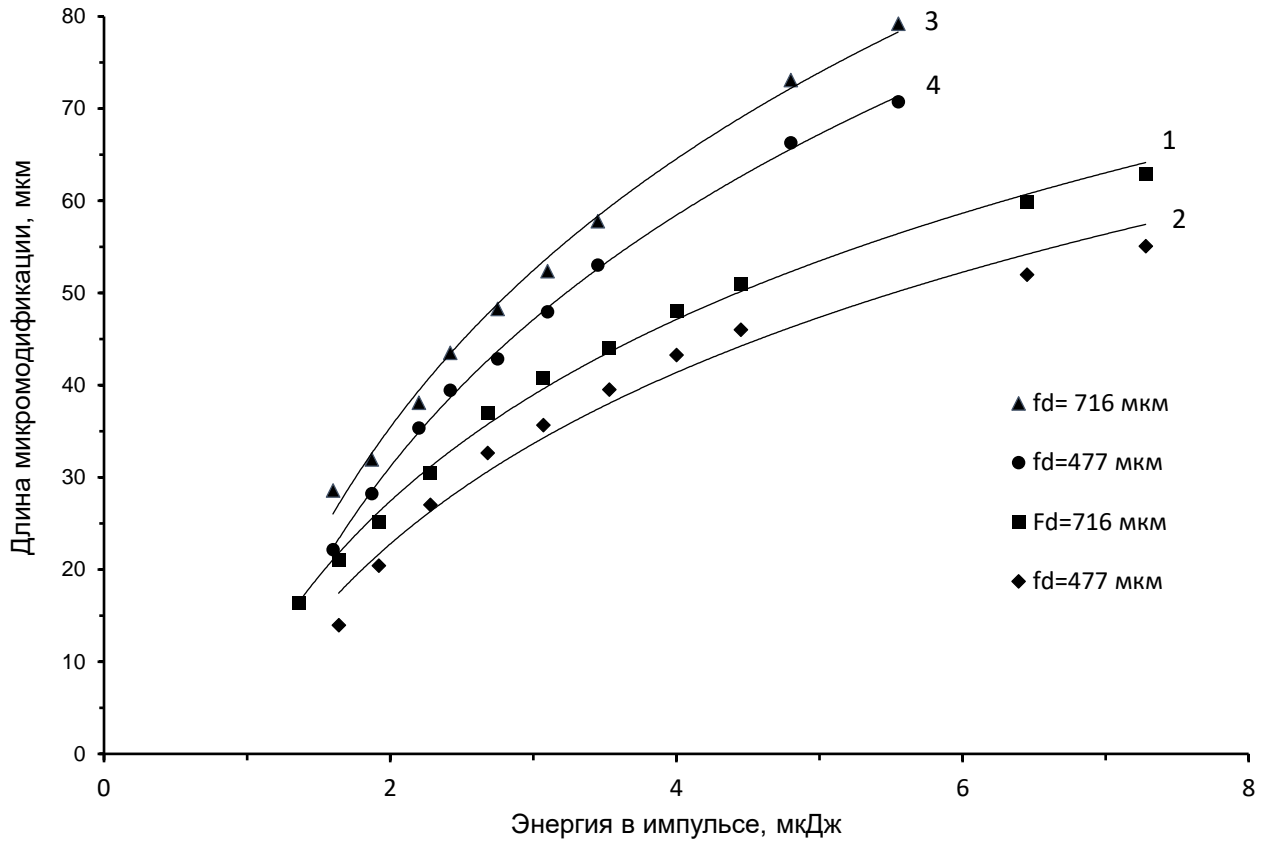


Рис. 17. Зависимость длины нити от энергии фс импульса. f_d - расстояние от поверхности образца до геометрического фокуса. 1,2 - PMMA, 3,4- PC.

2.9. Методика экспериментов.

В основе большинства опытов, проведенных в этой работе, лежит базовый эксперимент, который с небольшими изменениями использовался для постановки специальных опытов. Суть базового эксперимента и возможности установки можно проиллюстрировать Рис. 18. На нем представлены микрофотографии следов воздействия фс - импульсов в виде гребенки микромодификаций одинаковой длины. Снимки сделаны с помощью микроскопа NIKON LV100D со стороны боковой полированной грани образца. На Рис. 18 луч лазера падает сверху. Каждая нить в гребенке соответствует воздействию одного фс импульса. Видно, что микромодификации отделены друг от друга и высококонтрастны.

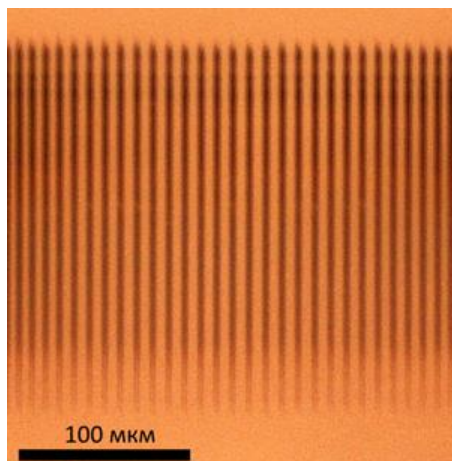


Рис. 18. Фотографии линейных микроструктур, полученных при обработке поликарбоната одиночными фемтосекундными импульсами. $E_{\text{имп}}=8$ мкДж, $F=100$ Гц, $f_d=1$ мм, $NA=0.6$.

2.10. Выводы по главе 2.

Автором была создана экспериментальная установка по внутриобъемной микрообработке прозрачных диэлектрических материалов, позволяющая контролируемо формировать различные типы микромодификаций с разрешением, менее 1 мкм. Широкий набор используемых фокусирующих систем предоставляет возможность для исследования зависимости пространственных характеристик микромодификаций от таких параметров как числовая апертура, наличие абберационной коррекции и глубина фокусировки. С помощью лазерных источников с различными частотно-энергетическими характеристиками возможно исследование процессов микромодификации как тепловой, так и не тепловой природы.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОДИНОЧНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПРОЗРАЧНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ.

В данной главе представлены результаты исследования процессов формирования внутриобъемных микромодификаций в прозрачных материалах, определены зависимости пространственных характеристик микромодификаций от энергии лазерных импульсов, числовой апертуры фокусирующих систем, глубины фокусировки лазерных импульсов, исследовано влияние оптических задержек между аксиальной и периферийной частями лазерного пучка на длину формирующейся за один импульс микромодификации. Полученные результаты позволяют контролируемо формировать внутриобъемные микромодификации с заданными размерными характеристиками в широких диапазонах глубин без изменения оптической схемы, что необходимо при создании таких устройств как волноводные сплиттеры, каплеры, дифракционные элементы, лаборатории на чипе и другие, увеличении пространственного разрешения в двухфотонной полимеризации, а также в технологических применениях – резке, скрайбировании и сверлении прозрачных материалов. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [1-3, 5-8] из списка публикаций автора.

3.1. Исследование пространственных характеристик микроструктур, формирующихся под действием одиночных, пространственно разделенных фемтосекундных лазерных импульсов.

Фемтосекундные лазеры предоставляют отличные возможности для внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов. Для решения широкого круга задач необходимо создание микромодификации строго заданных размерных характеристик. Пространственные характеристики микромодификаций формирующихся под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов могут быть различными и зависят от большого количества параметров обработки и различных механизмов образования микромодификаций. При этом, несмотря на интенсивное развитие фемтосекундной внутриобъемной микрообработки, контролируемое создание микромодификаций остается проблемой. Полное понимание процессов формирования микромодификаций, а также возможность управления их характеристиками имеет большое практическое значение для прецизионного создания фотонных, микрожидкостных систем, и многих технологических процессов обработки прозрачных материалов для различных областей науки и техники.

Для определения зависимости пространственных характеристик внутриобъемных микромодификаций от характеристик лазерного излучения и параметров его фокусировки в

образец был проведен эксперимент по формированию микромодификации в зависимости от энергии лазерных импульсов при различных глубинах фокусировки. Эксперименты проводились на установке, описанной в главе 2 с использованием лазера RYF-10/35. В экспериментах использовались пластины из поликарбоната $50 \times 20 \times 3$ мм³ с полированными гранями.

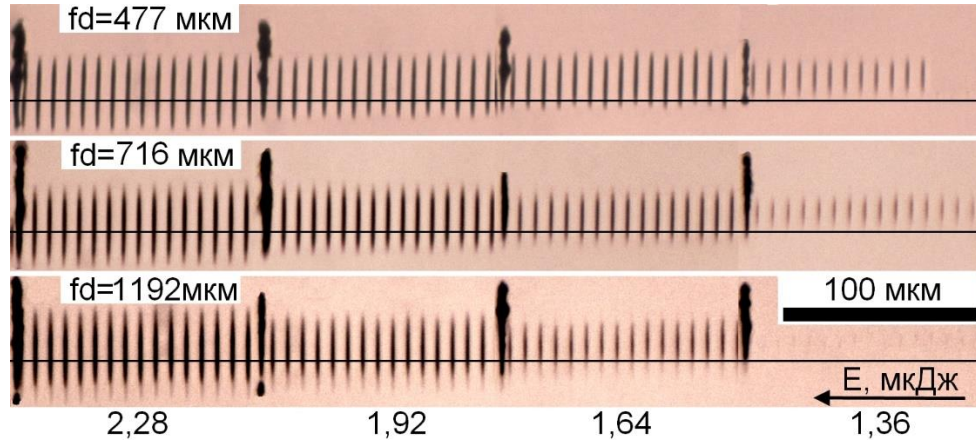


Рис. 19. Микрофотографии областей микромодификации, полученных при обработке поликарбоната одиночными фемтосекундными импульсами при различных глубинах и энергиях лазерных импульсов. Импульсы падают сверху. Горизонтальная линия - глубина фокусировки f_d . Объектив Special optics, NA=0.39.

На Рис. 19 представлены снимки следов воздействия фс импульсов в виде гребенки треков, длина которых зависит от энергии импульса $E_{\text{имп}}$, глубины фокусировки f_d (горизонтальная линия) и числовой апертуры объектива N.A. Микромодификации (разрушения) созданы фс импульсами при их фокусировке объективом с NA=0.39. Образец смещается со скоростью $v_{\text{ск}}=800$ мкм/сек перпендикулярно лучу. Каждая область разрушения соответствует одному импульсу. Группы областей разрушения, созданные при различных $E_{\text{имп}}$, разделены многоимпульсными разрушениями в точках стояния трансляторов (2 сек). Диаметр сечения области разрушения на половине их длины составил $2 \pm 0,05$ мкм. Разрушения отчетливо наблюдались при интенсивности излучения порядка $8 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Пороговые точечные разрушения наблюдались при $I \approx 1 \div 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

На Рис. 20 представлены результаты обработки снимков (Рис. 19) в виде зависимостей длины областей модификации перед геометрическим фокусом (B-Before) и за ним (A-After) от $E_{\text{имп}}$ при различных значениях глубины f_d . Длины B и A представляют собой части полной длины микромодификации, расположенной перед геометрическим фокусом (Before) и за ним (After), соответственно. Длины B и A ведут себя различным образом и ассоциируются с различными типами сферических aberrаций (SA) и механизмами удлинения микромодификации. Длины A и B здесь введены по аналогии с работой [49], где исследовались зависимости размеров люминесцирующих плазменных каналов от параметров фс - импульса и условий фокусировки в

образцах SiO₂. Помимо того, что в этой работе использовался более высокопороговый материал SiO₂, в ней исследовались характеристики люминесценции, а не разрушения, как в представленной работе. Поскольку пороги разрушения твердых тел существенно выше порогов люминесценции, то и результаты экспериментов по разрушению и по люминесценции могут заметно отличаться.

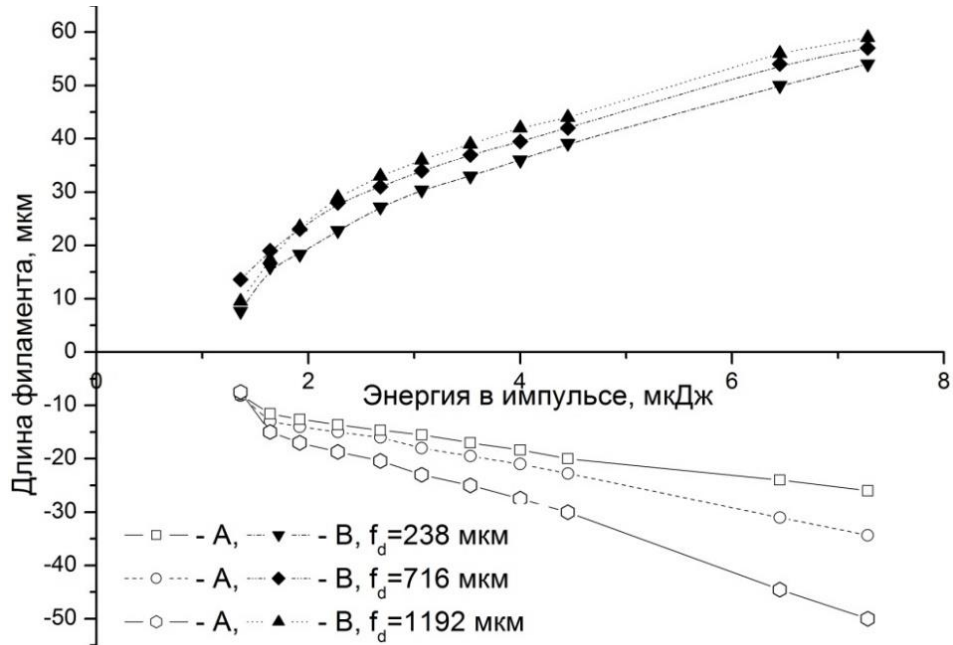


Рис. 20. Зависимость длины А и В в образце из поликарбоната от $E_{\text{имп}}$ при различных f_d . Объектив Special Optics, N.A.=0.39.

Из Рис. 20 видно, что зависимости А и В от энергии лазерного импульса имеют почти линейный характер в диапазоне энергий $E_{\text{имп}} > 2.5$ мкДж и нелинейно загибаются в области малых энергий для всех глубин фокусировки, причем для больших глубин фокусировки эта тенденция проявляется сильнее.

Качественное объяснение этих результатов можно дать, исходя из оптической схемы Рис. 21, использованной ранее нами [29] и авторами работы [24], где в отличие от наших экспериментов по формированию внутриобъемных структур разрушения, исследовались треки люминесценции в образцах SiO₂.

На этом рисунке представлен ход лучей лазера при фокусировке через границу раздела воздух-образец после прохождения широкоапертурного объектива.

Элементы этой схемы связаны между собой формулой (1), предложенной в работе [191,192],

$$\Delta = \frac{f_d}{n} * \left(\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right) \quad (3.1)$$

где $n = n_2/n_1 = n_2$, при $n_1 = 1$. Из соотношения (1) видно, что Δ (длина ИСА) наиболее чувствительна

к изменению глубины фокусировки ($\Delta \sim f_d$), числовой апертуры N.A. и косвенно к энергии импульса $E_{\text{и}}$ через изменение удельного веса периферийных лучей в распределении энергии по сечению пучка.

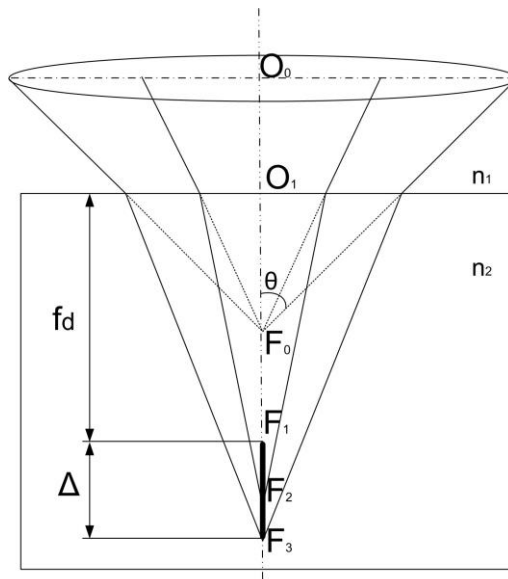


Рис. 21. Схема фокусировки лазерного пучка через границу раздела (интерфейс) воздух-образец. F_0 -геометрический фокус в воздухе. F_1 фокус при параксиальной аппроксимации, $f_d = nO_1F_0$, F_3 фокус маргинальных (периферийных) лучей, Δ - длина фокальной перетяжки из-за сферической aberrации на границе раздела воздух-образец.

Зависимость длины Δ от глубины фокусировки достаточно хорошо согласуется с формулой (3.1), но только для энергий лазерных импульсов больше 7 мкДж.

В действительности, длина области разрушения (Δ) за геометрическим фокусом, рассчитанная по формуле (3.1) является предельной, то есть максимальной величиной для данных n , NA и f_d , которая может быть реализована, если $E_{\text{имп}}$ достаточна для того, чтобы плотность энергии вдоль всей области модификации превышала порог разрушения; при недостатке $E_{\text{имп}}$ максимальная длина Δ не достигается. Это подтверждается Рис. 22, где разрушения созданы фс импульсами сфокусированными объективом с N.A.=0.6. Видно, что длина Δ значительно увеличивается при повышении энергии, и при $E_{\text{и}}=8,0$ мкДж достигает максимальной величины, соответствующей (3.1). Дальнейшее увеличение $E_{\text{имп}}$ не приводит к росту Δ после достижения ею максимальной величины. Данные результаты хорошо согласуются с расчетами из работ Хнатовского [98] и Лапонтте [193], а также с экспериментальными данными из работ [194,195]. Из численных расчетов работы [98] видно (Рис. 23), что по мере увеличения глубины фокусировки пиковая интенсивность снижается, область фокусировки вытягивается в направлении распространения лазерного импульса. Это значит, что при одной и той же энергии фс импульсов длины микромодификаций на разных глубинах будут различны, и кроме этого, при

значительных глубинах интенсивность может лежать ниже порога модификации, следовательно, следов воздействия не будет, или они будут короче ожидаемых [195].

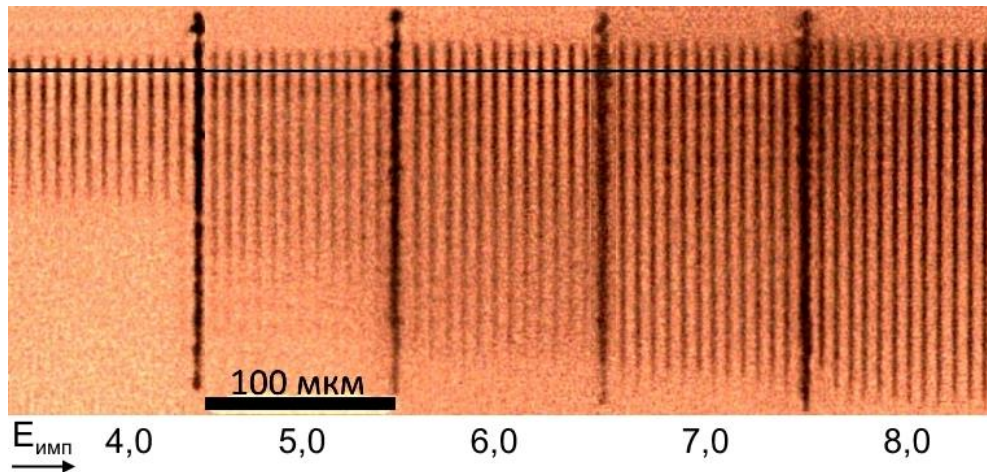


Рис. 22. Фотография разрушений, созданных фс импульсами с различной энергией. $N.A.=0.6$, $F=100$ Гц, $f_d=1089$ мкм.

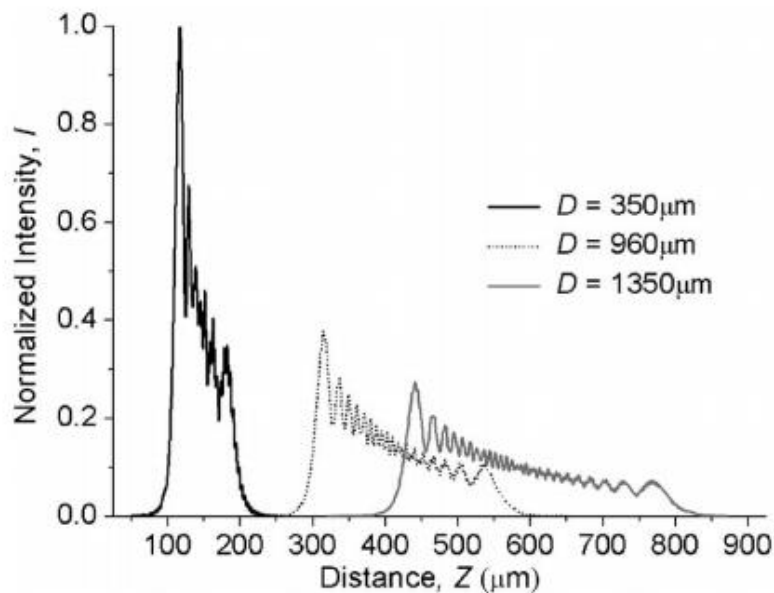


Рис. 23. Расчетное распределение интенсивности фемтосекундного лазерного импульса сфокусированного на разных глубинах с помощью объектива с $NA=0.75$ [98].

Часть области модификации - перед геометрическим фокусом не согласуется с (3.1) и развивается, по-видимому, по другому механизму, например, вследствие самофокусировки.

3.2. Роль периферийных лучей в формировании области модификации после геометрического фокуса.

Предположение о двух механизмах, формирующих область разрушения в целом, было проверено в ряде экспериментов. На Рис. 24 представлены снимки следов разрушения в образце РС для трех случаев: а) на объектив падают только приосевые лучи; б) телескопированный пучок

проходит на объектив без ограничений; в) на объектив попадают только периферийные лучи.

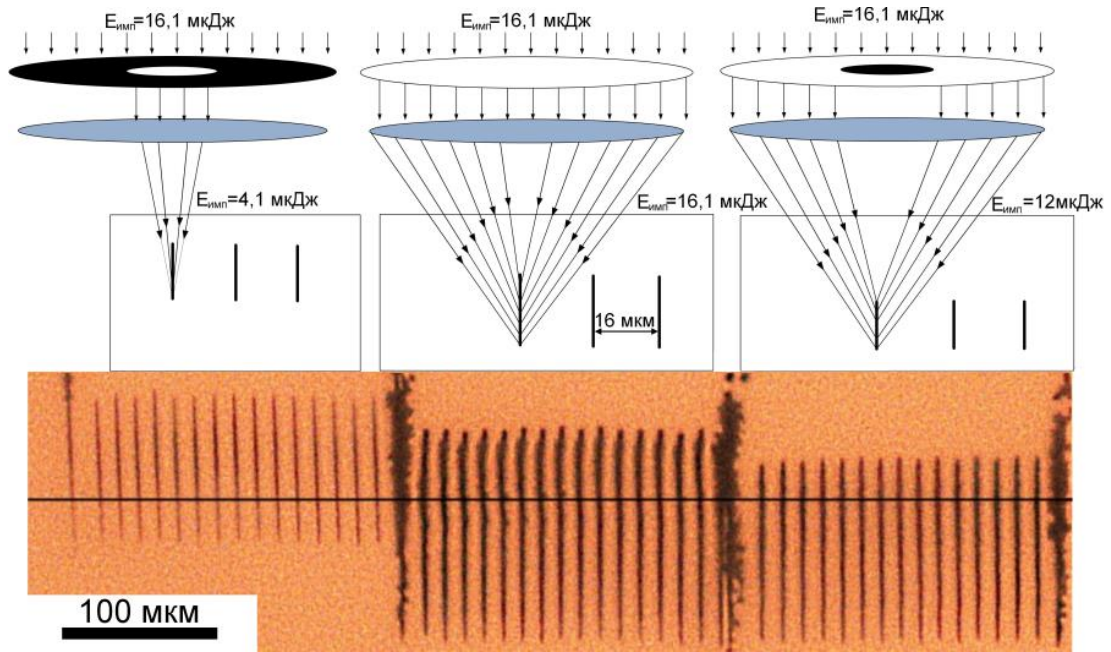


Рис. 24. Схема фокусировки лучей и результаты их воздействия на образец, при размещении перед объективом: а) диафрагмы 6 мм, б) при отсутствии преград, в) экрана 6 мм. $N.A.=0.39$, $F=50$ Гц, $V_{ск}=600$ мкм/сек, $f_d=716$ мкм.

Поскольку доли энергии, приходящиеся на случаи Рис. 24 а) и в) составляли 4,1 и 12,0 мкДж соответственно, а сумма их была равна энергии при полностью раскрытой диафрагме – 16,1 мкДж, то в случае б) области разрушения должны иметь длину, получаемую от совмещения а) и в). Однако, это не так. На Рис. 25 представлены: а) - снимок реальной микромодификации полученной при воздействии фс импульса без диафрагмирования; б) - результат компьютерного наложения снимков Рис. 24 а) и б). Видно (Рис. 24 б), что при раскрытой диафрагме заметно увеличивается сечение разрушения в его верхней части и его длина измеряемая от линии геометрического фокуса навстречу лучу лазера, но она не достигает длины В, соответствующей случаю а), когда развитие модификации происходит также навстречу лучу лазера. Видно также, что для случаев б) и в) длины А (по лучу лазера) одинаковы, а нижние границы треков разрушения находятся точно на одном уровне.

Таким образом, разрушение, формируемое только приосевыми лучами, развивается навстречу лазеру на большее расстояние, чем в присутствии периферийных лучей. Сказанное можно трактовать, как блокировку развития разрушений В, образованных приосевыми лучами, группой периферийных лучей, формирующих разрушения А. Предполагаемая причина блокировки рассмотрена далее, в разделе 7.4.

Оценка роли периферийных лучей в формировании разрушения за геометрическим фокусом была получена другим способом, основанном на учете продольной ИСА на границе

воздух-твердое тело.

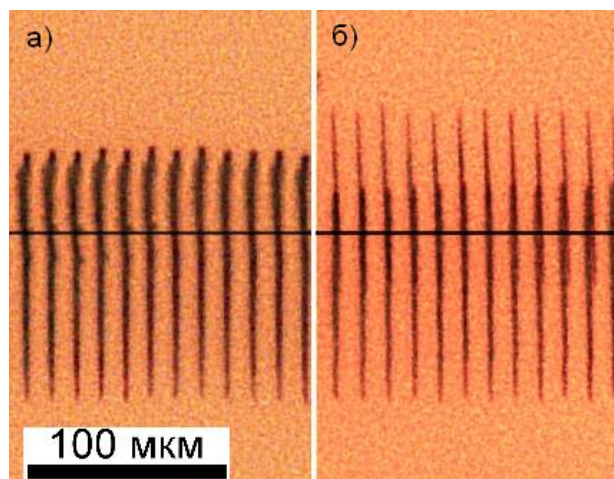


Рис. 25. Фотография микроразрушений: а)-полученных при полностью открытой диафрагме; б)-ожидаемых при полностью открытой диафрагме (получены при программном объединении Рис. 24 а) и в).

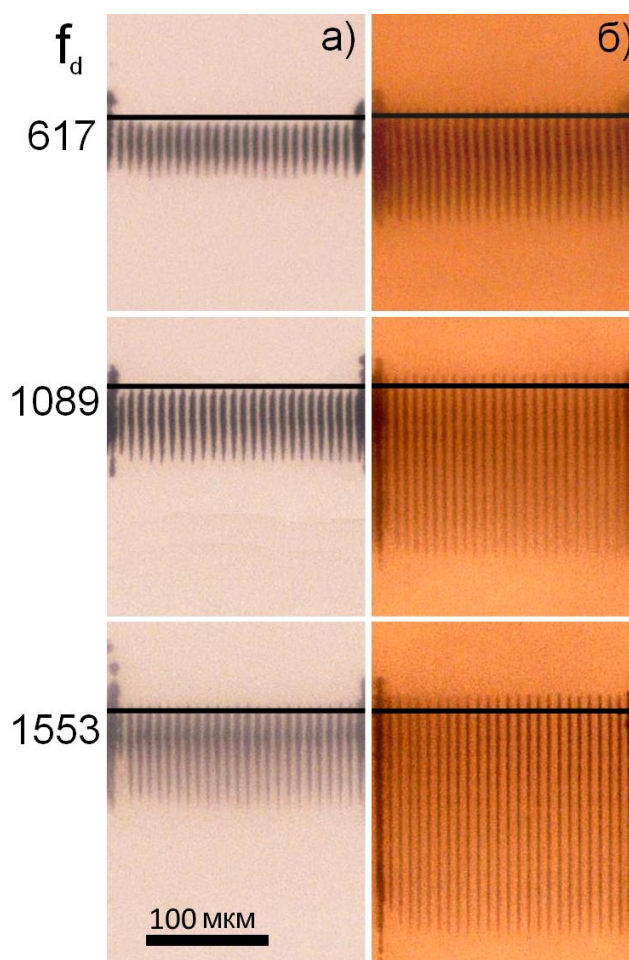


Рис. 26. Микрофотографии следов воздействия фс-импульсов на поликарбонат. а) $N.A.=0.39$ ($E_{имп}=4,3$ мкДж), экран 7 мм; б) $N.A.=0.6$ ($E_{имп}=8$ мкДж).

На Рис. 26 а) изображены результаты воздействия фс-импульсов на образец, при

использовании объектива с $N.A.=0.39$ и экрана $\varnothing 7$ мм. Экран диаметром 7 мм был установлен для препятствия процессу самофокусировки интенсивных приосевых лучей. Видно, что линия геометрического фокуса лежит практически на верхней границе области разрушения, следовательно, если приосевые лучи не доходят до образца, то разрушение в области перед линией геометрического фокуса не формируется. Развитие разрушения при использовании объектива с $N.A.=0.6$ также происходит преимущественно за геометрическим фокусом (Рис. 26 б). Так как доля энергии, приходящаяся в этом случае ($N.A.=0.6$) на аксиальные лучи уменьшается из-за изменения распределения плотности энергии по сечению пучка в пользу периферийных, то механизм, ответственный за развитие разрушения перед геометрическим фокусом (предположительно, самофокусировка) не срабатывает.

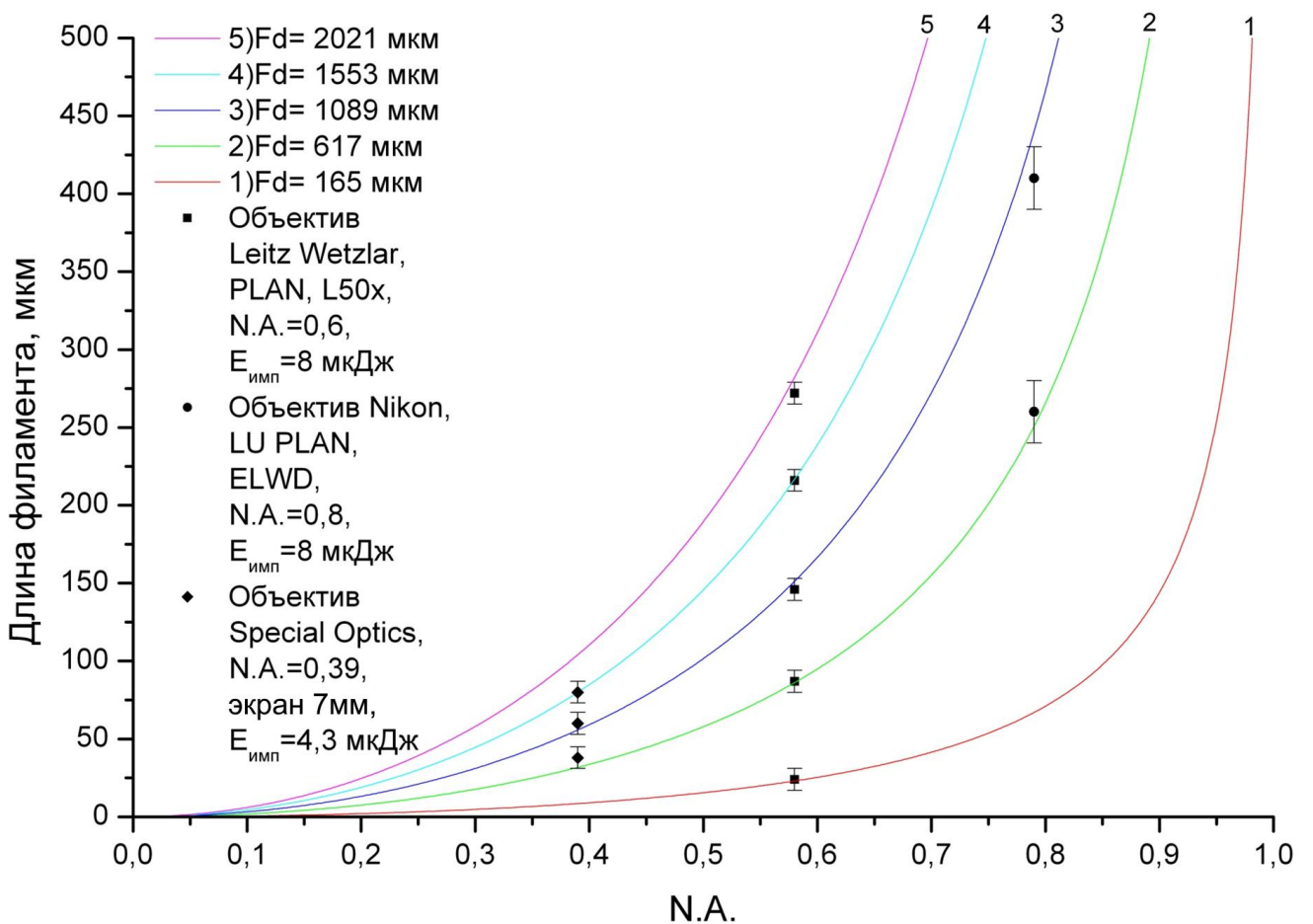


Рис. 27. Зависимость длины разрушения от числовой апертуры объектива при различных f_d .

Еще одним, может быть наиболее убедительным доводом, в пользу предполагаемой модели являются результаты графического представления полученных экспериментальных данных (использованы результаты обработки Рис. 26), а также результаты обработки не представленных здесь снимков) в виде зависимости величины Δ (см. Рис. 21) от числовой апертуры NA , где в качестве параметра фигурирует глубина геометрического фокуса f_d (Рис. 27). Экспериментальные значения, полученные с помощью объектива с $N.A.=0.39$ (ромбы) хорошо совпадают с теоретическими кривыми. Значения, полученные объективом с $N.A.=0,6$ (квадраты)

совпадают с кривыми при значениях $N.A.=0,58$, что вероятнее всего связано с упомянутым ранее недостатком энергии в импульсе. Тоже можно сказать и о результатах, полученных при использовании объектива с $N.A.=0,8$ (круги); длина микромодификации не соответствует кривой 3 по причине недостатка энергии, при данной глубине фокуса.

На этом рисунке видно удовлетворительное совпадение экспериментальных точек и кривых, соответствующих формуле (3.1), что позволяет считать продольную сферическую aberrацию на границе воздух - твердое тело приемлемым механизмом, описывающим формирование треков микромодификации в области за геометрическим фокусом. Наиболее верно формула описывает структуры, образующиеся при использовании объективов с числовыми апертурами $N.A.>0.5$. В случае меньших апертур другие механизмы образования вытянутых микроструктур могут оказывать значительное влияние, тем самым уменьшая длину структуры за геометрическим фокусом, и увеличивая ее длину перед геометрическим фокусом.

3.3. Роль приосевых лучей в формировании разрушения перед геометрическим фокусом.

Доводы в пользу того, что приосевые лучи формируют разрушение В в процессе оптической Керровской самофокусировки были получены в следующих экспериментах.

В исходной позиции при полностью раскрытой диафрагме, соответствующей диаметру телескопированного пучка 18 мм, устанавливалась энергия импульса, при которой стабильно формировалась гребенка микромодификаций в образце. В данном случае энергия фс - импульса была 4,1 мкДж. Затем диаметр диафрагмы уменьшался, а энергия импульса перед диафрагмой увеличивалась так, чтобы на образец падал импульс с одной и той же энергией 4,1 мкДж. Результаты эксперимента представлены на Рис. 28.

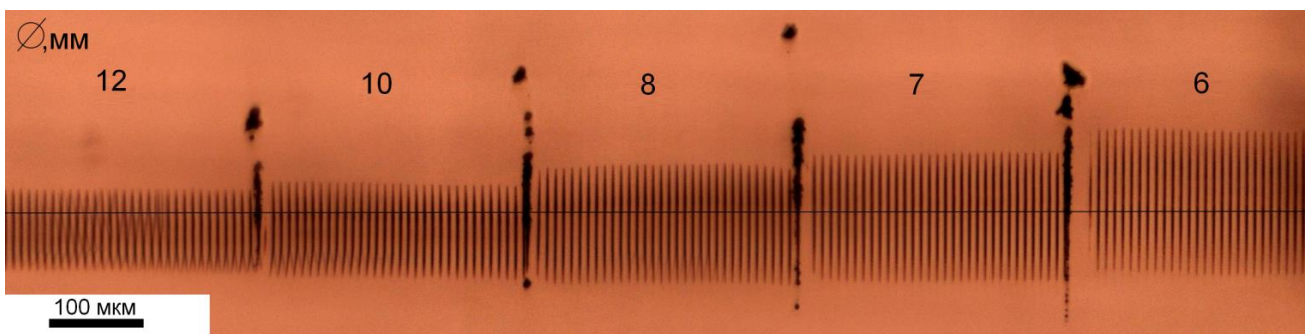


Рис. 28. Микроснимок микромодификаций, полученных при различных диаметрах диафрагмы установленной на фокусирующий объектив. Объектив Special Optics, $N.A.=0.39$, $E=4,1$ мкДж, $F=100$ Гц, $f_d=716$ мкм. Скорость движения образца 800 мкм/сек.

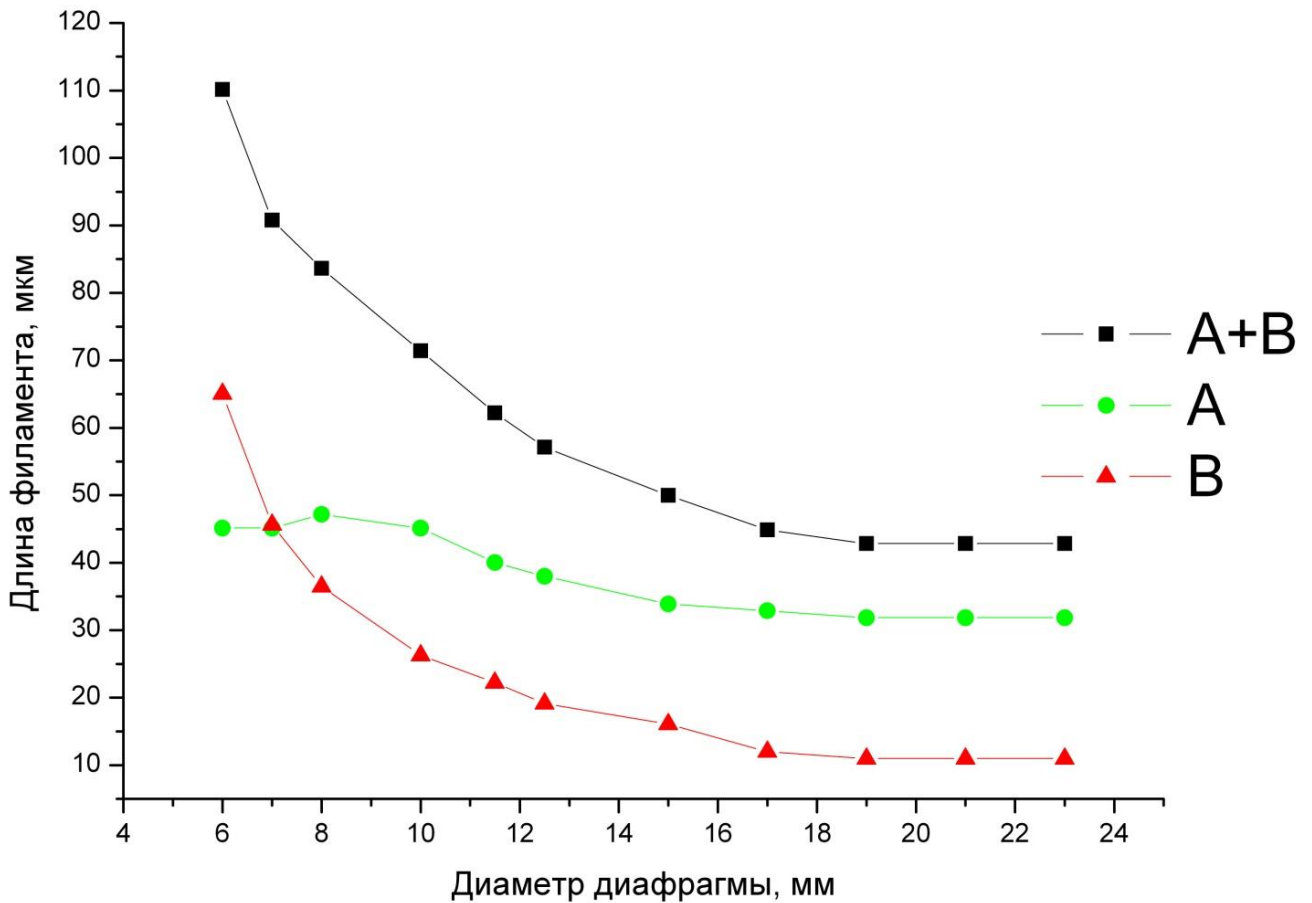


Рис. 29. Зависимость длины микромодификации от диаметра диафрагмы. Объектив Special Optics, N.A.=0.39, E=4,1 мкДж, F= 100 Гц, $f_d=716$ мкм. Скорость движения образца 800 мкм/сек.

На Рис. 29 представлены результаты обработки снимка Рис. 28. Было установлено, что при различных диаметрах диафрагмы и при поддержании уровня проходящей через нее энергии на уровне 4,1 мкДж (см. Рис. 28) происходит заметное изменение длины той части филламента, которая находится перед геометрическим фокусом при практически неизменной остальной части микромодификации. Диаметр микромодификации практически постоянен на всей длине нити, хотя на отдельных участках можно наблюдать отклонение от прямолинейности, например, вследствие неоднородности материала. Следует отметить, что при этом распределение энергии в сечении пучка сильно отличается от исходного - Гауссова и приближается к однородному – плоскому. К тому же с уменьшением диаметра может возрасти роль дифракции в исследуемых явлениях. Важно также, что полная длина трека и длина B увеличиваются по направлению к объективу, то есть навстречу лазерному лучу. Это позволяет предположить, что механизмом, отвечающим за такой характер процесса в предфокальной области, является самофокусировка приосевых лучей, при этом микромодификации за линией геометрического фокуса формируются благодаря ИСА на границе воздух-образец согласно схеме, представленной на Рис. 24.

Теперь разберем механизм формирования нитей в предфокальной области. Здесь

необходимо хотя бы на качественном уровне объяснить, два факта. Почему приосевые лучи, проходящие через диафрагму, формируют микромодификации большей длины (от линии геометрического фокуса навстречу лазеру), чем в случае, когда диафрагма раскрыта (Рис. 24 б)? Почему при совмещении снимков Рис. 24 а) и в), полученных отдельно, при воздействии только приосевых лучей (диафрагма) и только периферийных лучей (экран по центру) соответственно, длина компьютерно объединенной микромодификации больше (см. Рис. 25 а), чем в случае с раскрытой диафрагмой (см. Рис. 25 б), когда все условия полностью сохранены, в частности, доли энергии импульса из общего потока энергии, как и абсолютные величины энергии, приходящиеся на приосевые и периферийные пучки, так же неизменны? Иначе говоря, каков механизм взаимовлияния приосевых и периферийных групп лучей.

В ряде цитированных ранее работ [52,94] и в данном тексте в качестве механизма, ответственного за формирование нитевидной микромодификации (в виде трека разрушения, волновода или вытянутой структуры с индуцированной оптической анизотропией) в предфокальной области, предлагался эффект самофокусировки. Далее будет предложен ряд экспериментальных результатов в пользу такого подхода. Известно [52,93], что в процессе самофокусировки, если текущая мощность на временном профиле УКИ-импульса превышает, так называемую, критическую мощность P_{cr} , то лазерный луч начинает фокусироваться, а позиция нелинейного фокуса (длина фокусировки) определяется формулой Марбургера:

$$z_{nf} = \frac{0.367ka^2}{\left\{ \left[\left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219 \right\}^{1/2}} \quad (3.2)$$

$$P_{cr} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_0 n_2} \quad (3.3)$$

где a -радиус лазерного пучка на входе в среду, k -волновой вектор, P_{umf} -максимальная пиковая входная мощность, P_{cr} -критическая мощность самофокусировки, n_0 – линейный показатель преломления, n_2 –нелинейный показатель преломления. Если на входе в среду на пути лазерного луча установить фокусирующую линзу, то пятно фокусировки смещается от позиции геометрического фокуса в среде ближе к объективу в новую позицию, определяемую соотношением P_{umf}/P_{cr} . Выражение определяющее величину смещения пятна фокусировки от позиции геометрического фокуса f_d с учетом формулы (3.2) в этом случае имеет вид:

$$\delta = \frac{f_d^2}{f_d + z_{nf}} \quad (3.4).$$

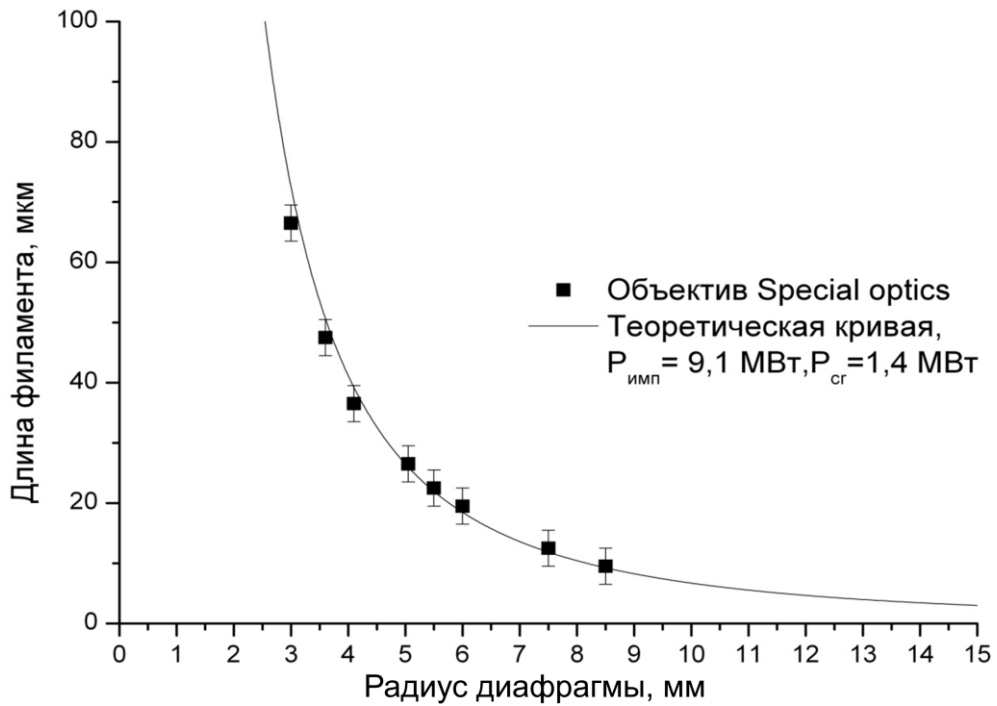


Рис. 30. Зависимость длины микромодификации от радиуса диафрагмы установленной перед объективом.

Как было показано ранее, меняя радиус пучка a (диафрагмируя фокусируемый пучок лазера) на входе в среду, при сохранении мощности импульса $P_{имп}$ фокусируемого в среду (энергия импульса проходящая через диафрагму поддерживалась постоянной на уровне $E_{имп} = 4,1$ мкДж), мы получили зависимость длины разрушения перед геометрическим фокусом от радиуса установленных перед объективом диафрагм Рис. 29.

Видно, что с уменьшением диафрагмы происходит заметный рост длины V , то есть навстречу лазерному лучу. Считая, что экспериментальные значения длины V это и есть смещение δ (формула 3.4) пятна фокусировки к объективу, их наложили на теоретическую кривую в виде зависимости δ от радиуса диафрагмы при $P_{имп}=9,1$ МВт (Рис. 30). Видно, что кривая хорошо согласуется с экспериментом, если в качестве $P_{ср}$ взята величина 1,4 МВт.

Для дополнительного подтверждения сделанных предположений был проведен ряд экспериментов с использованием различных объективов. Микроснимки следов воздействия импульсов, полученных в некоторых из них, представлены на Рис. 31, а результаты их обработки представлены на Рис. 32.

а) микромодификации получены с использованием объектива Special Optics 54-18-23-1064, N.A.=0.39, на объектив падал недиафрагмированный параллельный пучок с Гауссовым распределением диаметром 20 мм, который фокусировался на глубину f_d порядка 470 мкм. Длина нитей измерялась относительно линии геометрического фокуса (измерялась только верхняя часть микромодификации);

б) микромодификации получены с использованием объектива Special Optics 54-18-23-1064, $N.A.=0.39$, перед объективом располагалась 7 мм диафрагма. Излучение фокусировалось на глубину 1638 мкм. Измерялась вся длина нити;

в) микромодификации получены с использованием объектива FS-30 (специально рассчитанный объектив), $NA=0,33$. Перед объективом была установлена диафрагма диаметром 6 мм, на нее падал параллельный пучок с Гауссовым распределением диаметром 18 мм. Излучение фокусировалось на глубину порядка 700 мкм. Измерялась вся длина нити.

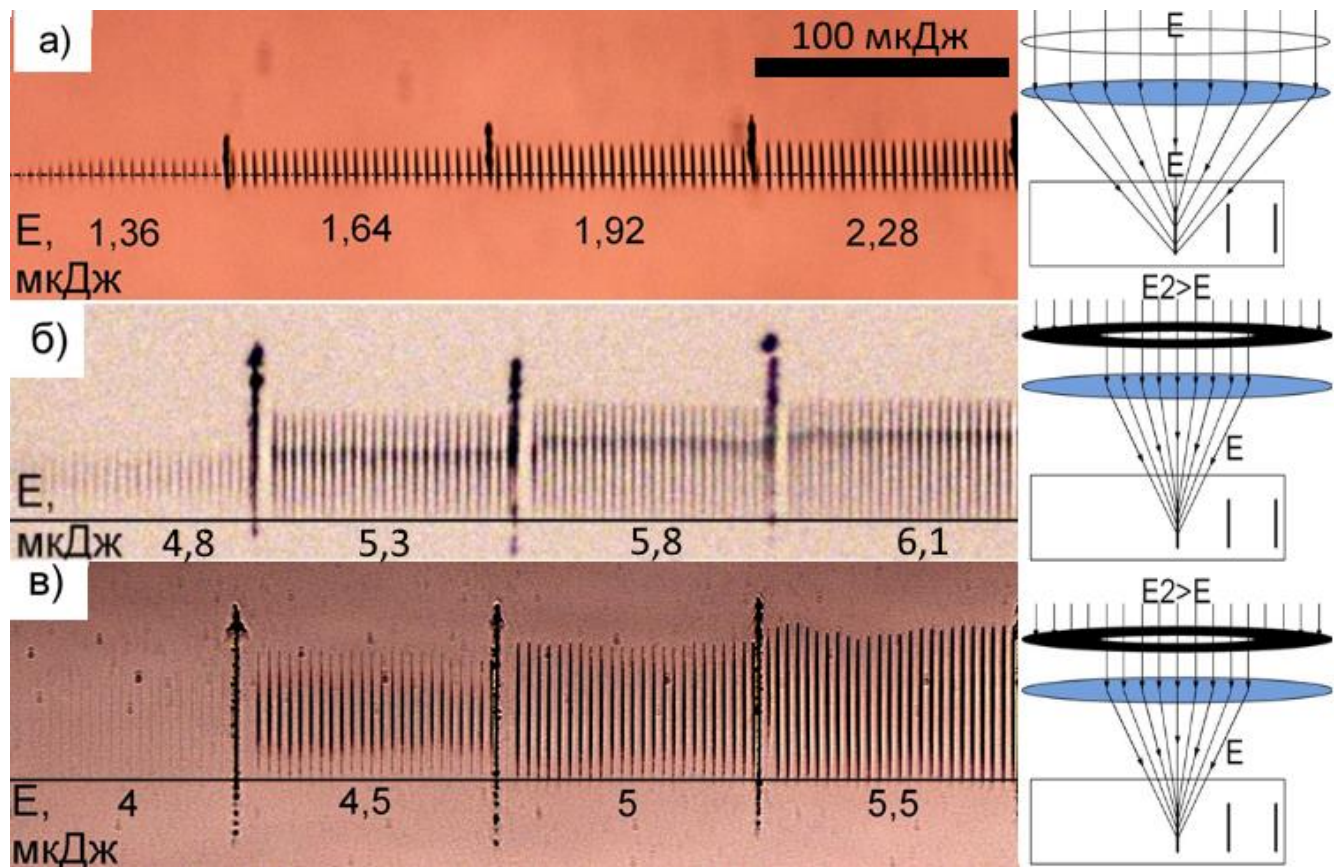


Рис. 31. Микрофотографии структур, полученных при облучении образца с использованием различных фокусирующих объективов. а) микромодификации получены с использованием объектива Special Optics 54-18-23-1064, $N.A.=0.39$; б) микромодификации получены с использованием объектива Special Optics 54-18-23-1064, $N.A.=0.39$, перед объективом располагалась 7 мм диафрагма; в) микромодификации получены с использованием объектива FS-30, $NA=0,33$, перед объективом была установлена диафрагма диаметром 6 мм.

На фотографии (Рис. 31) видно, что в случае экранирования периферийных лучей диафрагмой, разрушение за геометрическим фокусом не формируется.

На Рис. 32 представлены графики зависимости длин микроразрушений отсчитываемых от геометрического фокуса к объективу в зависимости от мощности импульса, являющийся результатом обработки Рис. 31, а так же соответствующие теоретические кривые, рассчитанные

по формуле (3.4). Квадратами изображены экспериментальные значения, полученные в ходе обработки Рис. 31 а). Данные значения хорошо совпадают с кривой (1) рассчитанной по формуле (3.4). Однако значение радиуса входной апертуры в этом случае ($a=4,4$ мм) использованной для расчета не совпадает с радиусом входного зрачка объектива ($r=9$ мм). Вероятно, что уменьшение длины микромодификации связано с влиянием периферийных лучей, которые препятствуют дальнейшему развитию самофокусировки (как Рис. 24 б), а также с их низкой интенсивностью. Перевернутые треугольники представляют собой экспериментальные значения, полученные при обработке Рис. 31 б). Использовался объектив Special optics, 54-18-23-1064, перед которым была установлена диафрагма $r=3,5$ мм. Перевернутые треугольники хорошо удовлетворяют теоретической кривой (2) рассчитанной для входной апертуры $a=3,5$ мм. Треугольники изображают экспериментальные значения, полученные в ходе обработки Рис. 31 в). Перед объективом была установлена диафрагма ($r=3$ мм), с целью исключить влияние периферийных лучей на формирование микромодификации в процессе самофокусировки. Измерялась вся длина микромодификации. Это привело к удовлетворительному совпадению результатов с теоретической кривой (3), при $a=2,95$. В этом случае значения радиуса входного зрачка, использованного в эксперименте и входного радиуса формулы (3.4) хорошо совпадают (отличие порядка 3%). Таким образом, видно, что в случае использования фокусирующих систем с числовыми апертурами менее 0,3 основной вклад в удлинение микромодификации вносит процесс самофокусировки фемтосекундных лазерных импульсов.

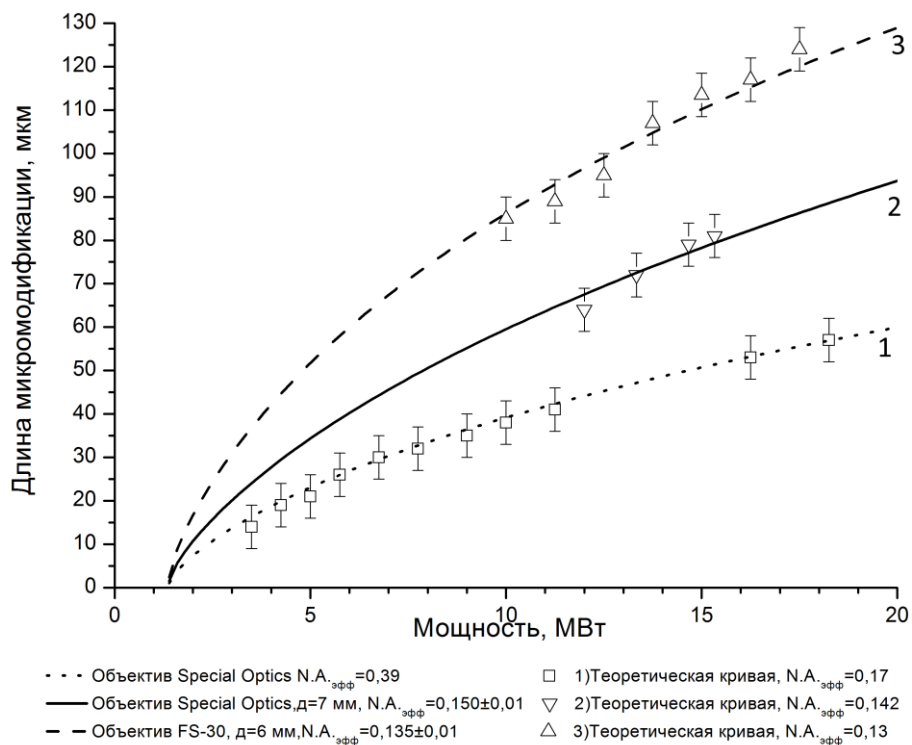


Рис. 32. Зависимость длины разрушений, измеренной перед геометрическим фокусом, и расчетного смещения δ от мощности падающего излучения.

Все теоретические кривые отвечают критической мощности самофокусировки 1,4 МВт, что соответствует энергии импульса $E=0,56$ мкДж (при длительности импульса 400 фс). В наших случаях минимальная энергия, сфокусированная в образце, при которой оставались видимые изменения, составила 0,7 мкДж (мощность 1,75 МВт). Это говорит о более низком пороге самофокусировки в сравнении с порогом пробоя. Подводя итог, можно сказать, что, несмотря на некоторое несоответствие экспериментальных результатов теоретическим кривым, в целом предположение о том, что микромодификации перед линией геометрического фокуса формируются в процессе самофокусировки, является верным.

Можно указать на ряд причин такого несоответствия. Например, не все экспериментальные условия являются оптимальными, так как видно, что при этих условиях следы от обеих групп лучей перекрывают область геометрического фокуса и друг друга. Помимо этого, при больших $E_{\text{имп}}$ может возрасти влияние собственной сферической аберрации объектива на точность измерений в области перетяжки. И наконец, еще один фактор - нестабильность параметров лазерного источника и условий эксперимента, а также изменения локальных характеристик образца (плотности, наличия пузырьков, точечных дефектов и включений).

3.4. Влияние оптических задержек на формирование разрушения.

Для того, чтобы исследовать вопрос о взаимовлиянии механизмов филаментации (самофокусировка и интерфейсная сферическая аберрация), приводящих к уменьшению ожидаемой длины (см. Рис. 25 б) микромодификации до длины, представленной на Рис. 25 а), был проведен следующий эксперимент: перед объективом устанавливались экраны и диафрагмы из прозрачной полипропиленовой пленки для оптической задержки аксиальных и периферийных лучей соответственно. Использовались пленки различной толщины, что позволяло создавать задержки до 900 фс. Поглощение излучения пленками было незначительным (<10%), на геометрию распространения лучей пленки влиять не могли.

На Рис. 33 представлена схема фокусировки излучения и результаты его воздействия на образец при использовании различных задержек. Видно, что при отсутствии задержек длина нитей минимальная и это демонстрируется графиком, представленным на Рис. 34. На графике отрицательная часть оси представляет собой задержку периферийных лучей, а положительная часть - задержку аксиальных. Видно, что при увеличении задержки как для аксиальных, так и для периферийных лучей длина микромодификации увеличивается именно в предфокальной области. При задержке порядка 100 фс (толщина пленки 20 мкм) рост прекращается и нить достигает ожидаемых размеров Рис. 25 б). Тот факт, что уменьшение длины микромодификации происходит за счет их укорочения в предфокальной области, по-видимому, связан с частичной блокировкой процесса самофокусировки, так как нижние границы нитей при этом никак не

реагируют на изменение условий эксперимента и их границы одинаковы во всех случаях, в которых участвуют периферийные лучи, то есть периферийные лучи влияют на приосевые, а не наоборот.

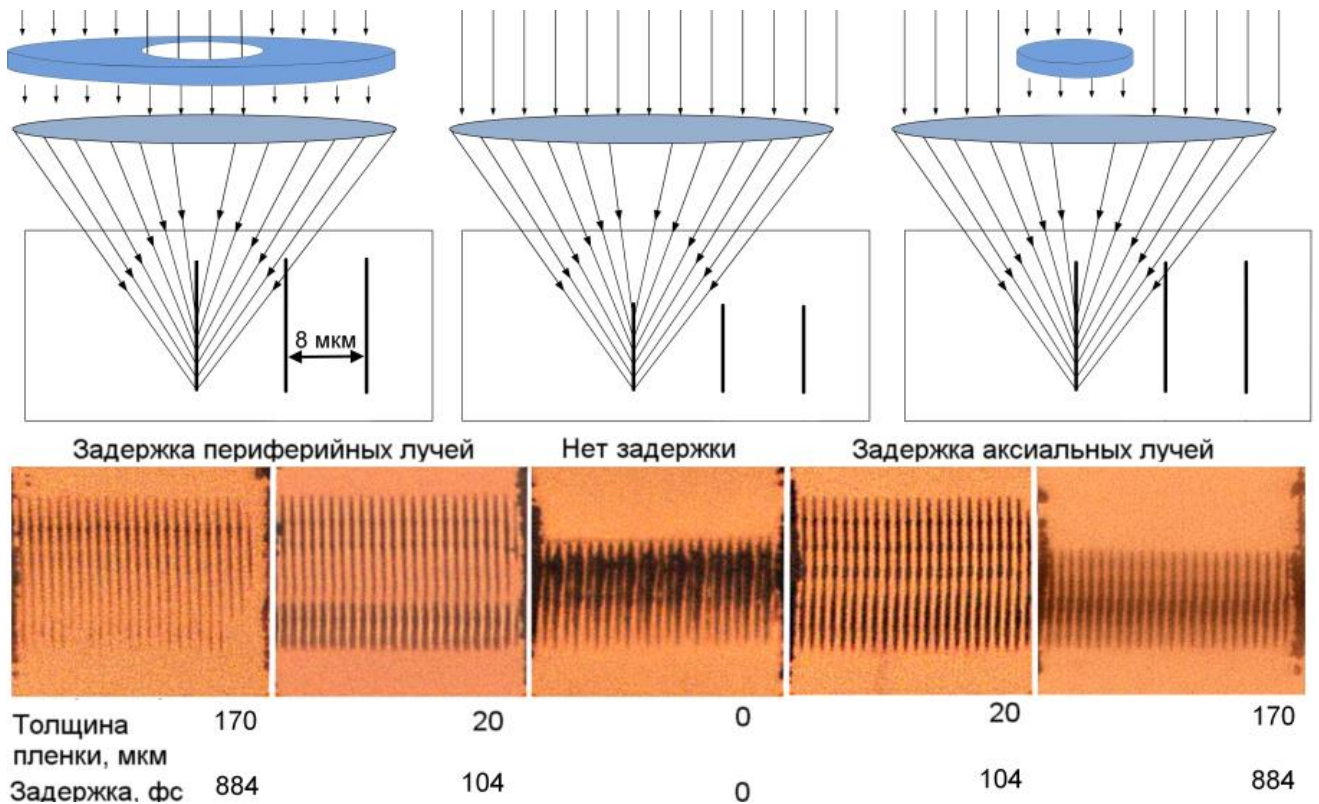


Рис. 33. Микрофотографии разрушений при различных оптических задержках приосевых и периферийных лучей. Special Optics, N.A.=0.39.

Качественное объяснение экспериментов с оптическими задержками, можно дать исходя из представлений о конкуренции процессов Керровской самофокусировки с одной стороны и плазменных динамических процессов в области фокальной перетяжки, с другой стороны.

Допустим, что приосевой пучок имеет задержку τ_3 относительно периферийных лучей. В этом случае он приходит в область геометрического фокуса уже «облученную» периферийным пучком, то есть оказывается в зоне, где под действием периферийного пучка возник прирост $\Delta n_{\text{керр}} = n_2 I_{\text{периф}}$. Это равносильно тому, что для приосевого пучка снизилась величина $R_{\text{сг}}$ и образованное им фокальное пятно в результате совместного воздействия пучков смещается ближе к объективу, тем самым увеличивая длину B .

Такая ситуация сохраняется до тех пор, пока время задержки будет меньше некоторой величины τ_{pl} , характеризующей время возрастания концентрации носителей до уровней, заметно компенсирующих действие $\Delta n_{\text{керр}}$ из-за влияния плазмы. Известно, что показатель преломления n при этом снижается в противоположность Керр эффекту, согласно формуле:

$$n = n_0 - \frac{N}{2n_0 N_{pl}} \quad (3.5)$$

где N – текущая концентрация носителей заряда, $N_{pl} = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m^*}{e^2}$, ω – частота лазера, m^* – эффективная масса носителей.

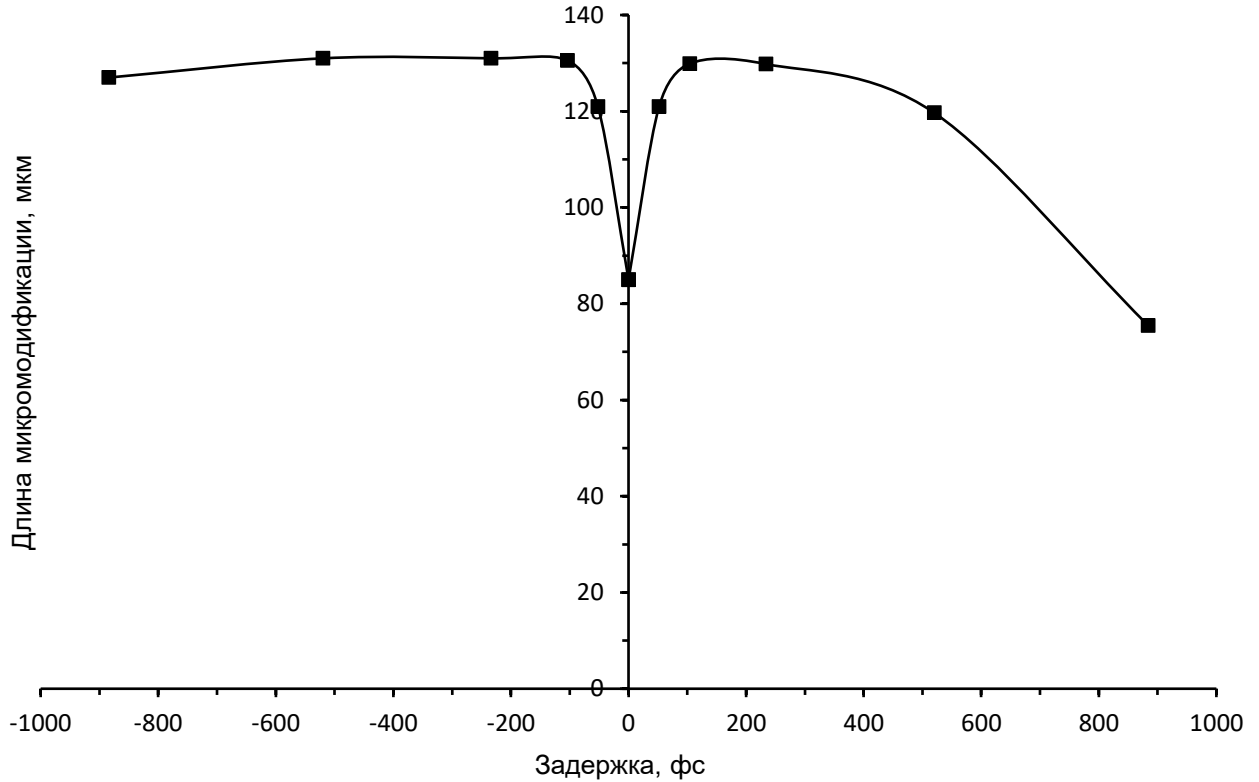


Рис. 34. Изменение длины разрушения в зависимости от задержки, введенной в аксиальные ($\tau_p > 0$) и периферийные ($\tau_p < 0$) пучки.

Дальнейший рост τ_3 даст возможность роста N до величины, когда прирост $\Delta n_{\text{Керр}}$ из-за Керровской нелинейности будет полностью компенсирован уменьшением $-\Delta n_{pl}$ из-за высокой концентрации плазмы, что ведет к дефокусировке приосевого пучка, то есть процесс самофокусировки не реализуется (блокируется), а длина разрушения остается равной исходной величине.

Если задержка внесена в периферийный пучок, то приосевой пучок (для больших задержек) самофокусируется так, как если бы периферийный пучок отсутствовал вовсе. При малых задержках все должно определяться тем, насколько далеко пятно фокусировки аксиального пучка (из-за эффекта Керра) успеет сместиться к объективу в зоне перекрытия пучков до момента прихода периферийного пучка и развития плазменного состояния при совместном воздействии пучков.

На экспериментальной кривой (см. Рис. 34) обращает на себя внимание тот факт, что ее ветви несимметричны. Положительная часть, соответствующая наличию задержки в приосевом

пучке, после выхода на плато, затем начинает спадать. Время начала спада близко к длительности фс импульса и сравнимо с характерными временами образования плазмы в различных материалах.

Проведенный опыт с оптическими задержками и предложенное качественное объяснение результатов можно считать еще одним доводом в пользу предположения о наличии двух процессов СФ и СА, ответственных за формирование протяженных микромодификаций перед фокусом и за ним.

Этот простой в реализации эксперимент показал, что примененный в нем метод введения оптических задержек в разные части лазерного луча при соответствующей его доработке и развитии может стать средством получения вполне достоверных количественных характеристик при изучении процессов воздействия фс импульсов на прозрачные среды, а также, что это новый способ управления пространственными характеристиками микромодификаций.

3.5. Выводы по главе 3.

Экспериментально определены технологически важные зависимости длины нитевидных структур, возникающих при фокусировании излучения одиночного фс импульса в объем образца РС от энергии E_n , глубины фокусировки f_d , N.A. объектива. Установлено, что можно создать разрушение в объеме образца одновременно - в областях перед геометрическим фокусом и после него, и отдельно – только перед геометрическим фокусом или только за ним без смены фокусирующей оптики. Во всех случаях в формировании области разрушения в объеме образца перед геометрическим фокусом определяющей является самофокусировка приосевых лучей, за геометрическим фокусом – возникающая при прохождении границы (интерфейса) воздух-образец интерфейсная сферическая аберрация (ИСА) периферийных лучей фокусируемого пучка. В экспериментах с прозрачными экранами и диафрагмами, позволяющими осуществлять оптические задержки τ_z между аксиальными и периферийными лучами, определена количественная зависимость длины микромодификаций в предфокальной зоне от τ_z , а также установлен факт блокировки аксиальных лучей периферийными, что приводит к укорочению областей разрушения в предфокальной зоне. Проведенные исследования позволяют предсказуемо и контролируемо формировать внутриобъемные микромодификации с заданными пространственными характеристиками.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ САМОИНДУЦИРОВАННОГО СМЕЩЕНИЯ ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА ФС-ЛАЗЕРА ВНУТРИ ОБРАЗЦА ПРИ ЕГО СКАНИРОВАНИИ.

В данной главе представлены результаты экспериментов по исследованию особенностей прецизионной микрообработки материалов при фокусировке излучения фемтосекундных (фс) лазерных импульсов в объем прозрачного материала, важных, в частности, для биоматериалов, и в офтальмологии, показана графитизация поликарбоната в области воздействия фемтосекундного лазерного импульса. Определены условия возникновения и описаны некоторые характерные признаки особого режима микрообработки, когда при определенном соотношении скорости сканирования образца и частоты импульсов фс лазера, разрушенная лазерным излучением область смещается вдоль оптической оси к объективу и обратно, формируя внутри образца «циклические» структуры. Предполагается, что основными причинами смещения области разрушения являются наведенное изменение показателя преломления и уменьшение порога разрушения вследствие изменения плотности и структуры материала в микрообласти, примыкающей к границе микромодификации, образовавшейся под воздействием предыдущего импульса. Режим формирования периодических структур обнаружен и исследован впервые, и является нежелательным для прецизионной микрообработки прозрачных материалов, включая офтальмологию [196].

Результаты проведенного исследования, с учетом влияния описанного режима, были использованы в разработке методики прецизионной резки кристаллов, стекол, полимеров, что будет показано в главе 6. Лучшее качество поверхностей реза достигается в условиях, исключающих возникновение такого режима. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [2,3,8] из списка публикаций автора.

4.1. Типы внутриобъемных микромодификаций формируемых фс импульсами в объеме поликарбоната и других прозрачных диэлектриках.

Известно, что фс импульсы, сфокусированные внутри образца, могут вызывать различные модификации структуры материала, такие как полное разрушение материала в области перетяжки, деполимеризация, увеличение плотности вещества, графитизация и другие [39,120,197]. Следствие этого – изменение оптических и электрических характеристик материала, таких как поглощение, рассеяние и преломление света, появление оптической анизотропии из-за остаточных механических напряжений, проводимости, а также снижение порога пробоя из-за изменения структуры и частичного разрушения материала в непосредственной близости от филамента [52,74]. Характер модификаций зависит от множества параметров: энергии импульса, его длительности, характеристик распределения энергии в поперечном сечении пучка, глубины

фокусировки, скорости сканирования, а также от свойств материала.

На Рис. 35 представлены снимки некоторых типов микромодификаций в прозрачных материалах, сформированных одиночными фс импульсами и подтверждающие сказанное. Особый интерес представляет микромодификации объема РС, поскольку на нем отчетливо просматривается нитевидная микромодификация черного цвета (Рис. 35 а) – область фотоконверсии (графитизированная область), окруженная оболочкой с более высокой яркостью свечения и яркие полосы являющиеся, очевидно, волноводами (Рис. 35 г).

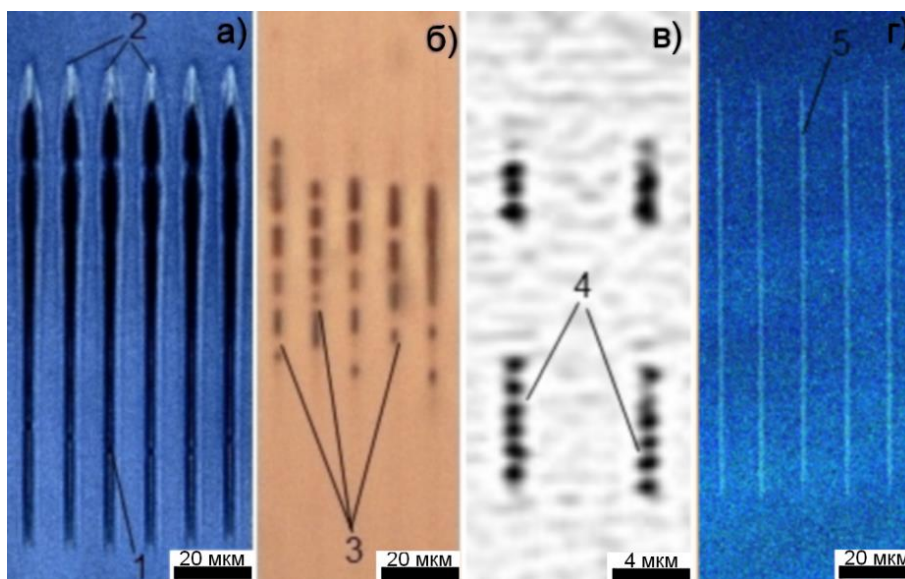


Рис. 35. Модификация структуры материала под действием одиночных фс импульсов. а) и г) РС, б) РММА, в) плавленый кварц. 1) разрушение в виде нити; 2) изменение показателя преломления вне зоны разрушения; 3) граница жидкой (ММА) и газообразной фазы, в виде мениска; 4) цепь областей разрушения в виде полых сфер; 5) внутриобъемные волноводные структуры.

Волноводы и полости с графитизированными стенками, заключенные в оболочке с измененным показателем преломления Δn сформированы одиночными фс импульсами с энергиями $E_{\text{имп}}=0,9$ мкДж и $E_{\text{и}}=2,8$ мкДж соответственно. Порог перехода от волноводных к графитоподобным структурам $\approx 1,1 \div 1,3$ мкДж. Наличие графита на стенках следует из измерений электропроводности слоя микрочастиц на поверхности лазерного разреза образца. Электропроводность слоя $\sigma \approx 1,0$ См/м. Она была оценена аналогично [28]. Таким образом, внутриобъемные структуры на Рис. 35 а) обладают свойствами оптического волновода и электропроводности. Такое сочетание представляется интересным и позволяет считать, что на этой основе в образцах РС можно формировать металлодиэлектрические фотонные структуры.

Для определения характерных областей микромодификации поликарбоната (области графитизации, изменения показателя преломления, остаточных механических напряжений) было проведено исследование микроструктуры, формируемой за один фс лазерный импульс. На Рис.

36 (в центре) представлен вид сбоку одиночной микромодификации и нескольких его поперечных сечений при наблюдении в скрещенных поляризаторах и в проходящем свете. Видно, что кольцевая область в окрестности разрушения имеет более высокую яркость, сменяясь зоной с меньшей яркостью по сравнению с фоновой засветкой (Рис. 36 б, в). Кольцевая структура наблюдается на всей длине микромодификации. Это может быть связано с изменением показателя преломления в окрестности микромодификации. Рис. 36 а*), б*), в*) показывают наличие оптической анизотропии в окрестности микромодификации, что говорит об остаточных механических напряжениях в образце, о модификации его микроструктуры и может вести к снижению порога разрушения для следующего импульса. По этим микроснимкам (Рис. 36 в, в*) построены радиальные профили распределения яркости свечения, соответствующие наведенному Δn - I и остаточным напряжениям – II в окрестностях микромодификации (Рис. 37).

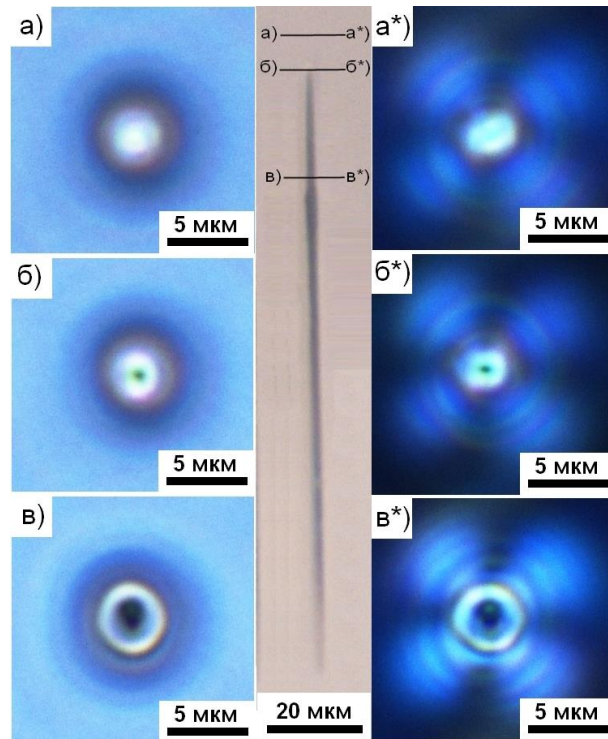


Рис. 36. Фотография одиночной микромодификации (в центре) и ее поперечных сечений, снятых в естественном свете (а,б,в); с использованием скрещенных поляризаторов (а*,б*,в*).

Согласно Рис. 37 г) область модификации материала (II) много больше области разрушения и области наведенного показателя преломления (I). Полученные зависимости имеют максимумы вблизи стенок филамента. Непосредственно перед острием разрушенной области также наблюдается (Рис. 36 а), а*) цилиндрический участок длиной 7-10 мкм с повышенной яркостью и остаточными механическими напряжениями. Такова общая картина изменений структуры образца после действия пространственно разделенных одиночных импульсов, согласно которой нить разрушения окружена оболочкой наведенного Δn и областью с модифицированной микроструктурой большего размера.



Рис. 37. Зависимости яркости свечения от расстояния до центра микромодификации; построены по снимкам Рис. 36 в) и в*).

4.2. Формирование периодических микроструктур в объеме прозрачных диэлектриков с помощью низкочастотных фс лазеров.

Целью экспериментов, представленных в данной главе являлось определение условий возникновения ранее неизученного явления, заключающегося в том, что в прозрачных диэлектриках область микроразрушения, образованная сфокусированным фс лазерным излучением самоиндуцированно смещается по глубине к объективу и обратно, образуя внутри образца циклические структуры с характерным набором признаков.

4.2.1. Формирование циклически повторяющихся микроструктур в объеме поликарбоната. Низкие частоты $f < 2000$ Гц, энергия $E_{имп} \geq 2$ мкДж.

В ходе экспериментов неоднократно наблюдалось формирование хаотически распределенных микроструктур при сканировании образца со значительным перекрытием пятен фокусировки. На Рис. 38 представлены внутриобъемные следы воздействия фс импульсов на образец из плавленого кварца в разных режимах облучения. фс импульсы падают снизу. Левая и правая части рисунка отличаются частотой следования фс импульсов (50 Гц и 2000 Гц соответственно), при этом все остальные параметры не изменялись. Видно, что картины происходящих процессов различаются весьма значительно. Слева отчетливо видны отдельные линейные нитевидные микромодификации, при этом расстояние между микромодификациями определяется простым соотношением:

$$\delta x = \frac{V_{\text{ск}}}{f} = \frac{600 \text{ мкм/сек}}{50 \text{ сек}^{-1}} = 12 \text{ мкм.}$$

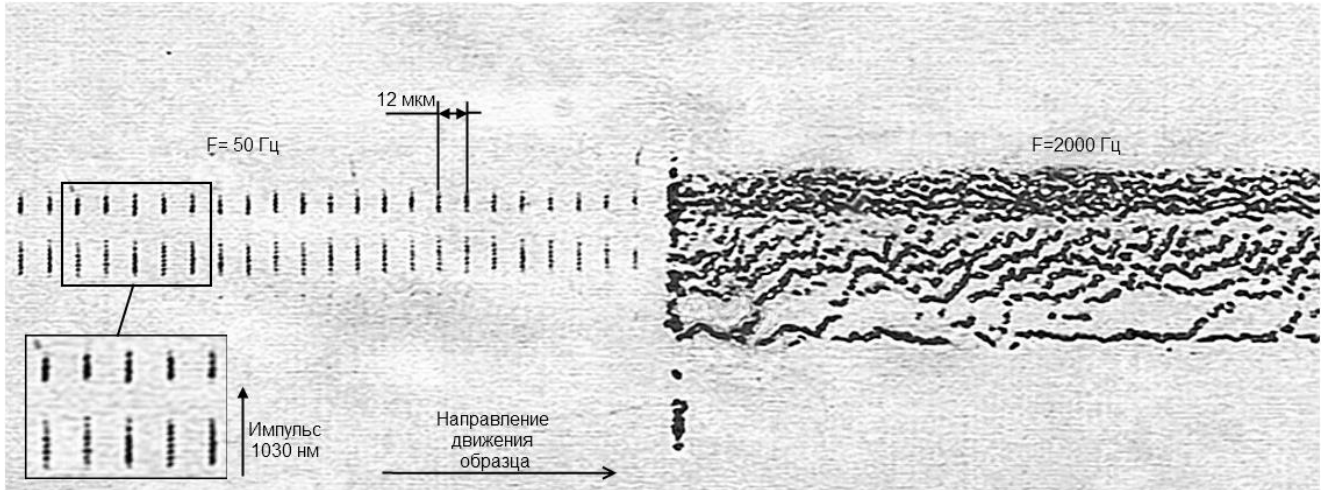


Рис. 38. Следы воздействия фс - лазера в объеме ($f_d=1$ мм) образца SiO_2 . Лазер – Antaus, Avesta Project, $E_{\text{и}}=0,7$ мкДж, $\tau_{\text{и}}=360$ фс, асферическая линза THORLABS AL 1210с, $f'=10$ мм, $N.A.=0,5$, $V_{\text{ск}} = 600$ мкм/сек.

Справа видно на первый взгляд хаотичное переплетение микронитей, в котором все-таки можно различить 3 полосы. Местоположение верхней и средней полос хорошо коррелировано с полосами в левой части. Нижняя полоса имеет прототип в левой части в виде одиночных едва различимых точек и проявляется, когда число импульсов, попадающих практически в одну точку, значительно увеличивается. При этом она оказывается сильно смещенной к объективу. Логично предположить, что причина столь существенных различий заключается в уменьшении шага – расстояния между центрами фокальных пятен при увеличении частоты следования лазерных импульсов. Шаг между фокальными пятнами для данного случая равен $\delta x = \frac{600 \text{ мкм/сек}}{2000 \text{ сек}^{-1}} = 0,3$ мкм, что значительно меньше диаметра фокального пятна d . Таким образом, в данном режиме параметр $\frac{\delta x}{d} < 1$, а степень перекрытия импульсов, определяемая как $Overlap = 100\%(1 - \frac{\delta x}{d})$ близка к 100%. С другой стороны известно [9,198], что степень перекрытия играет огромную роль в процессе микрообработки практически любых материалов.

Для того чтобы определить роль этого параметра применительно к нашему случаю, был поставлен следующий эксперимент. Образец устанавливался на трансляционный столик (Рис. 12) и перемещался перпендикулярно лучу лазера слева направо, с дискретным набором скоростей $V_{\text{ск}}$ от 280 до 40 мкм/сек. В экспериментах использовался фокусирующий объектив с $NA=0.39$ и образцы из поликарбоната (РС). Образцы представляли собой пластины $50 \times 20 \times 3$ мм с полированными гранями. Частота следования фс импульсов $F=100$ Гц, энергия импульса $E_{\text{и}}=1,1$ мкДж, глубина фокусировки в образец $f_d \approx 1$ мм. На Рис. 39 представлены следы воздействия фс

импульсов в виде наклонных полостей разрушения в образцах поликарбоната, при различных $V_{ск}$. $V_{ск}$ в каждой строке постоянна, $E_{и}$ постоянна для всех строк.

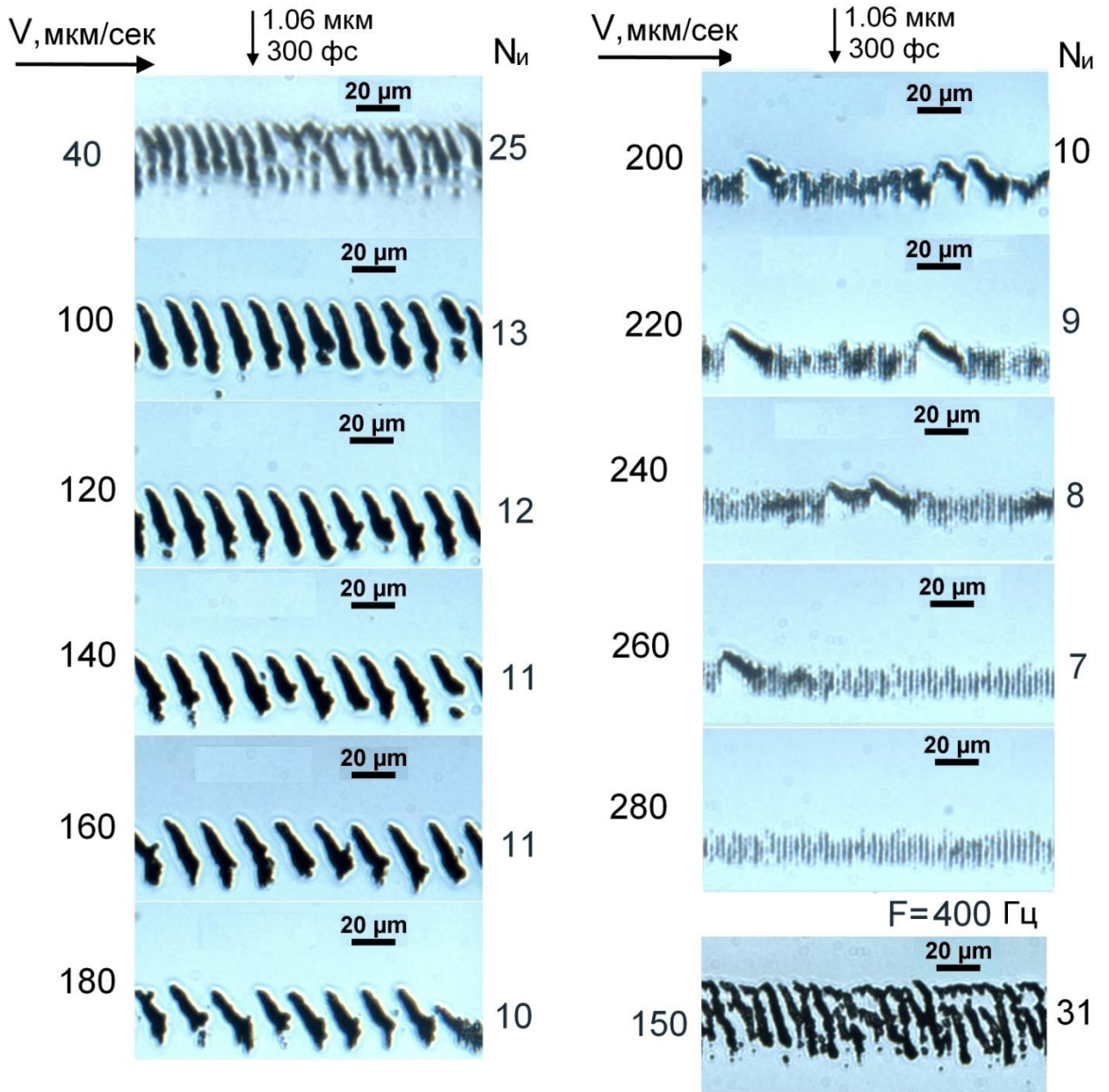


Рис. 39. Микрофотографии объемных разрушений, полученных в ходе обработки образца из поликарбоната фс импульсами при различных скоростях сканирования. Объектив Special optics, NA=0.39. Микрофотографии соответствующие скорости 40 мкм/сек при $F=100$ Гц и 150 мкм/сек при $F=400$ Гц получены из других серий экспериментов.

Анализ Рис. 39 позволяет выявить набор признаков, характерных для исследуемого режима:

- При сканировании образца область разрушения смещается также и по направлению к объективу от импульса к импульсу, затем возвращается в исходное положение (на глубину f_d) и далее следует очередной «цикл». То есть этот процесс можно охарактеризовать как некий автоколебательный режим.

- Количество импульсов, задействованных в одном «цикле», т.е. в формировании одной полости, уменьшается с ростом скорости сканирования (расстояния между фокальными пятнами) (Рис. 40).
- Длина каждой микромодификации также уменьшается с ростом $V_{ск}$, при этом угол наклона этих внутренних полостей к направлению сканирования (α) изменяется (Рис. 41), уменьшаясь по мере роста $V_{ск}$. График на рис. 30 показывает прирост высоты разрушения Δz за «цикл» к начальной длине разрушения возникающего за 1 импульс (строка 280 мкм/сек на Рис. 39).
- При $V_{ск}=280$ мкм/сек процессы взаимодействия микромодификаций прекращаются, и можно видеть исходную гребенку микромодификаций как на Рис. 39.

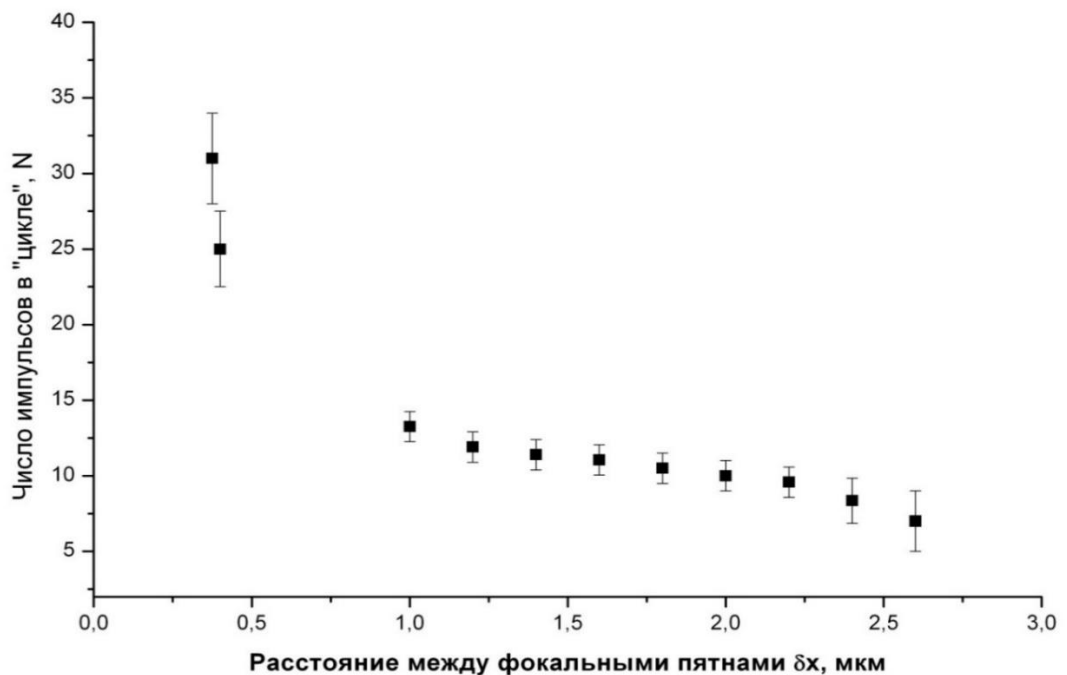


Рис. 40. График зависимости количества импульсов, образующих 1 «цикл», от расстояния между соседними пятнами фокусировки. Объектив Special optics, NA=0.39, Еимп=1,1 мкДж.

Следует отметить, что длина полости при малых скоростях $V_{ск}$ может более чем в 2 раза превышать длину исходной микромодификации. Необходимо так же обратить внимание на то, что в строке, соответствующей $V_{ск}=280$ мкм/сек (исходной строке) длина микромодификаций имеет заметный разброс, что может служить спусковым механизмом для начала образования «цикла».

График (квадраты) на Рис. 42 показывает увеличение длины разрушения Δz за «цикл» от начальной длины разрушения, возникающей при одиночном импульсе (строка 280 мкм/сек на Рис. 39), когда взаимодействие областей модификации отсутствует. Суммарная длина полости может более чем в 2 раза превышать длину исходной микромодификации. Тогда как при $V_{ск}=0$

происходит быстрый рост микромодификации (за 9-10 импульсов) затем наступает насыщение увеличения длины разрушения, с одновременным увеличением сечения при почти постоянной длине микромодификации график (треугольники) на Рис. 42 и Рис. 43.

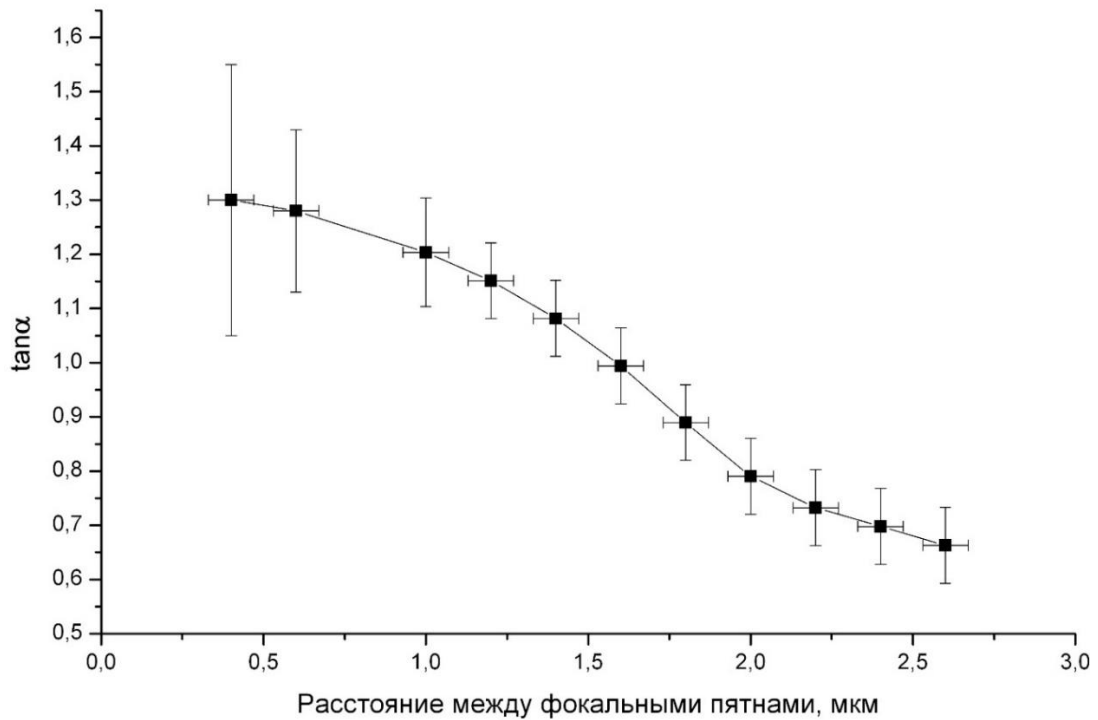


Рис. 41. График зависимости тангенса угла наклона области разрушения от расстояния между центрами пятен фокусировки. Объектив Special optics, NA=0.39.

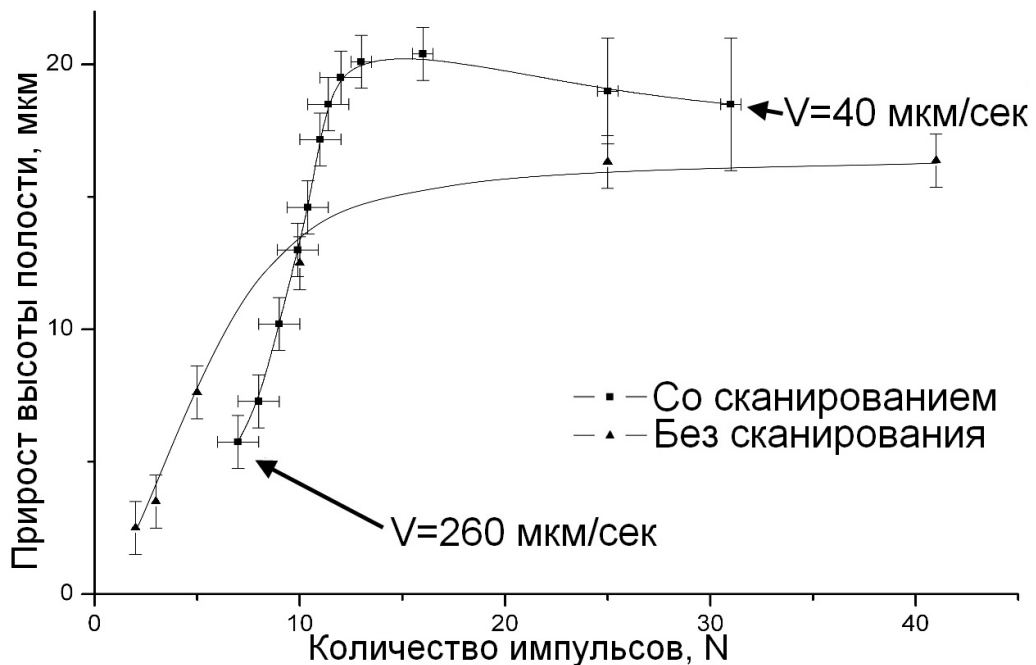


Рис. 42. График зависимости суммарного увеличения длины разрушения от количества импульсов со сканированием образца и без. Результат обработки снимков Рис. 39 и Рис. 43.

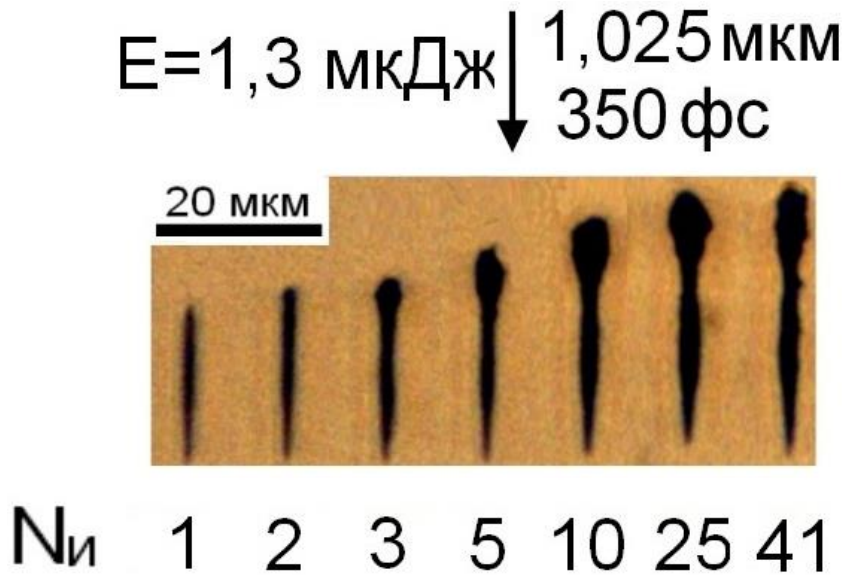


Рис. 43. Микрофотографии объемных разрушений образца из РС, созданных фс импульсами без сканирования. $E_{и} = 1,3 \text{ мкДж}$, $N_{и}$ – количество импульсов сфокусированных в одну точку.

4.2.2. Модель формирования циклических микроструктур в объеме поликарбоната.

Поскольку в этом эксперименте менялся единственный параметр $V_{ск}$, то очевидно, что все наблюдаемые явления связаны с параметром $\delta x = V_{ск}/f$. Как было показано в пункте 4.1, фс импульсы, сфокусированные внутри образца, могут вызывать различные модификации структуры материала. При этом в поликарбонате при его облучении мощным сфокусированным фс лазерным импульсом формируется графитизированная нить разрушения, окруженная оболочкой с повышенным показателем преломления и областью остаточных механических напряжений (см. Рис. 36).

Для разработки методики создания внутриобъемных воспроизводимых структур или их подавления важно понимание процесса «взаимодействия» сфокусированного излучения последующего импульса со следом воздействия, оставленным в материале предыдущим импульсом. На Рис. 44 представлены предполагаемые схемы такого «взаимодействия» для случаев $V_{ск} = 0$ (а), и $V_{ск} \neq 0$ (б, в, г) соответственно, объясняющие формирование циклических структур (см. Рис. 39) и эволюцию микромодификации при последовательном облучении образца несколькими импульсами (см. Рис. 43). После воздействия фс импульса в образце образуется область разрушения в виде нити с диаметром $\approx 2 \text{ мкм}$, окруженная оболочкой с повышенными плотностью $\Delta\rho$ [28] и Δn (Рис. 35 а), а также оболочкой с измененной микроструктурой большего диаметра, о чем свидетельствует наличие остаточных механических напряжений (Рис. 36 а*, б*, в*). Такие представления не противоречат результатам работ [113, 199, 200], в которых показано, что в полимерах РММА, РС и других при изготовлении Брэгговских структур и волноводов в объемных образцах основной вклад в изменение Δn вносят изменение плотности $\Delta\rho$ и

структурные изменения материала.

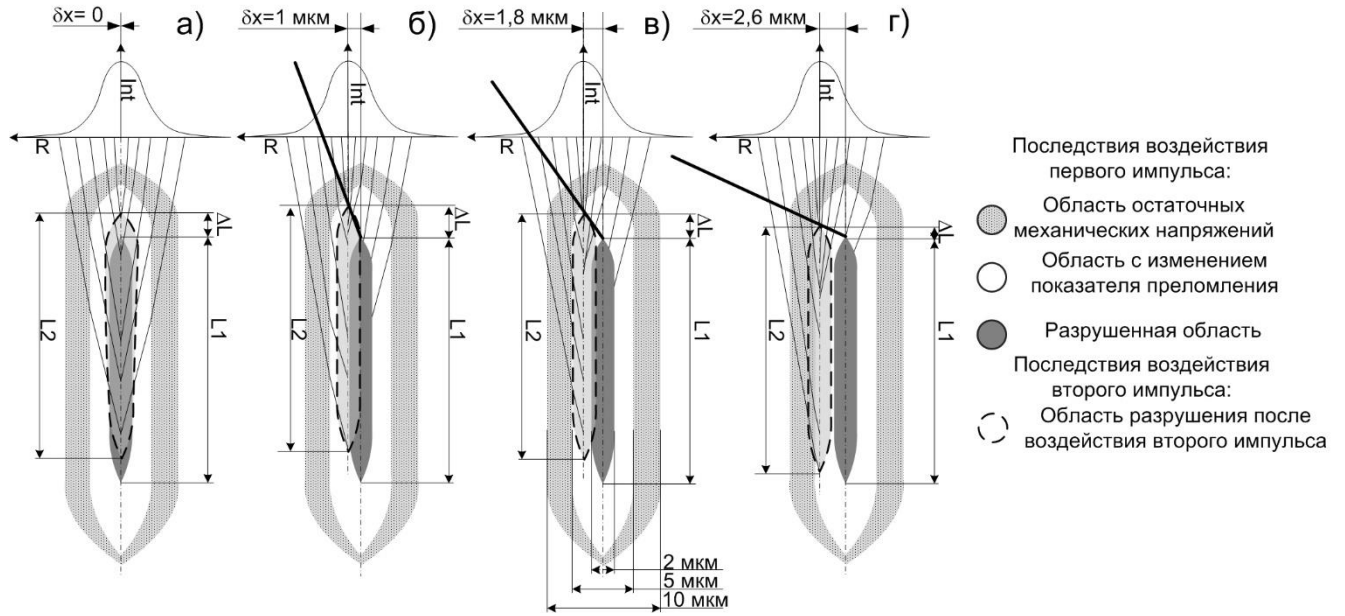


Рис. 44. Изображение предполагаемой схемы формирования наклонных микромодификаций в двух импульсном представлении. Модификации материала под действием первого фс импульса и ход лучей при фокусировке второго гауссова импульса без смещения-а), со смещением-б,в,г). L_1 -длина микромодификации образованной первым импульсом, L_2 -длина микромодификации образованной вторым импульсом, ΔL -прирост длины полости.

В данный момент количественных данных по изменению показателя преломления в РС под действием фс импульсов недостаточно. Однако в [201,202] сообщается об изменении показателя преломления в РС $\Delta n \approx 1 \cdot 10^{-4}$ (при тех же условиях в РММА $\Delta n \approx 0,4 \cdot 10^{-4}$); более того, в РММА, по физическим и оптическим свойствам похожем на РС, подбором условий эксперимента достигается изменение показателя Δn от $0,4 \cdot 10^{-4}$ до $0,4 \cdot 10^{-3}$ [51,124,203]. Используя эти данные и схему хода лучей, представленную на Рис. 21, было рассчитано удлинение полости ΔL при различном смещении образца относительно оси объектива и без смещения. В этих оценочных расчетах, имеющих целью качественное объяснение результатов эксперимента, величина $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-3}$ из указанного ранее диапазона изменений Δn показала наилучшее соответствие экспериментальным результатам. На Рис. 44 а) видно, что при $V_{ск}=0$ (без сканирования) основная часть лучей второго и последующих импульсов фокусируется в разрушенную область, где они почти полностью поглощаются, приводя преимущественно к увеличению ее диаметра.

В случае наличия смещения (Рис. 44 б,в,г) основная часть лучей фокусируется в области с измененным показателем преломления Δn , что приводит к дополнительной фокусировке излучения, увеличению суммарной длины разрушенной области, и образованию полых структур с различным наклоном, причем угол наклона уменьшается по мере роста $V_{ск}$ и δx . Следует заметить, что такие ΔL получены без учета структурных изменений материала и их

пространственной конфигурации на границе с полостью, которые могут понизить порог разрушения в этой области, увеличить размер и изменить форму разрушения после воздействия следующего импульса. В случае отсутствия смещения (Рис. 43) видно, что при $N_{и} \geq 2$ увеличивается сечение микромодификации особенно в его головной части, таким образом, меняется его форма. При $N_{и} \geq 5$ этот процесс становится доминирующим, что, по-видимому, и приводит к насыщению роста его длины и прекращению роста при $N_{и} \geq 40$ (Рис. 42). Такое поведение, вероятно, связано с тем, что упомянутые ранее оболочки Δn (Рис. 36 а), Δr и изменение микроструктуры материала имеют сложную пространственную конфигурацию и соответствуют более сложному распределению интенсивности излучения и плотности электронов в области геометрического фокуса, например, такому как в [52] (см. Рис. 45).

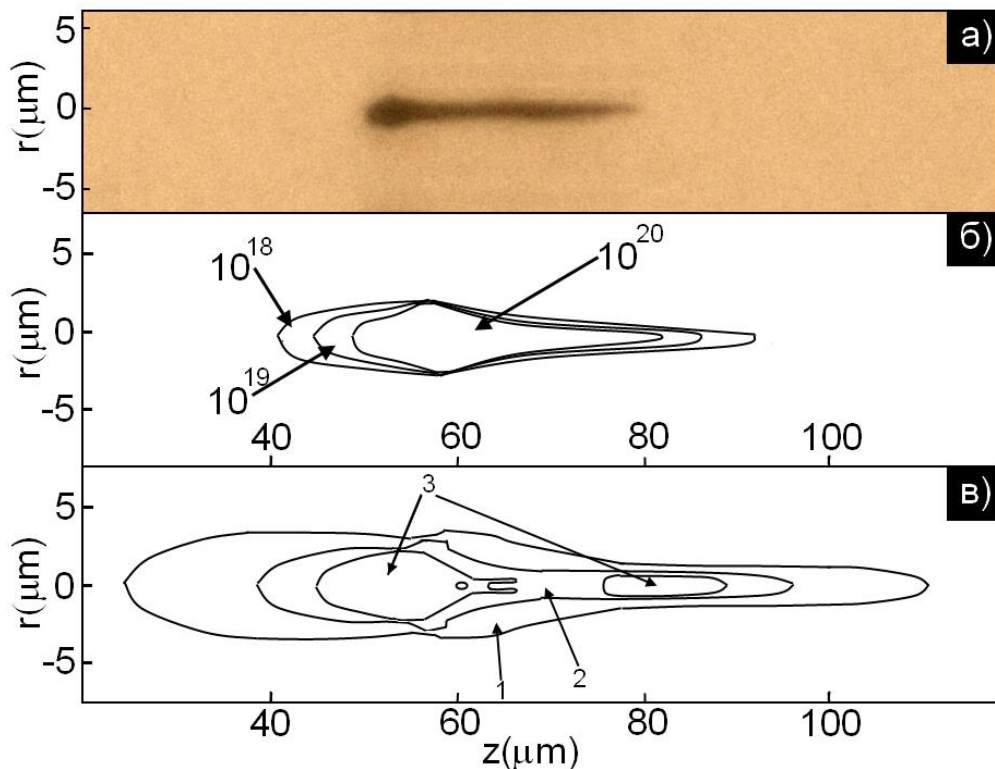


Рис. 45. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов. а) фотография микромодификации образованной 3 импульсами в РС (1025 нм, 350 фс, $E_{и}=1,3$ мкДж, 100 Гц, $N.A.=0.39$)- данная работа; б) числовая симуляция: кривые изображают области где плотность электронов достигает 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} $\text{e}^-/\text{см}^3$ (800 нм, 160 фс, $N.A.=0.5$, 1 мкДж); в) числовая симуляция: кривые изображают области где плотности энергии достигают 1, 2 и 3 $\text{Дж}/\text{см}^2$ (800 нм, 160 фс, $N.A.=0.5$, 1,1 мкДж). Результаты теоретических расчетов для кварца из [52].

Таким образом, если в цикл, формирующий наклонную микромодификацию входит несколько импульсов, то каждый последовательно смещается ближе к объективу Рис. 46. Во всех случаях каждый последующий импульс фокусируется в область, отстоящую от центра предыдущего на δx . Совокупность приростов высоты от каждого импульса δZ_N образует общее

приращение высоты разрушения ΔZ .

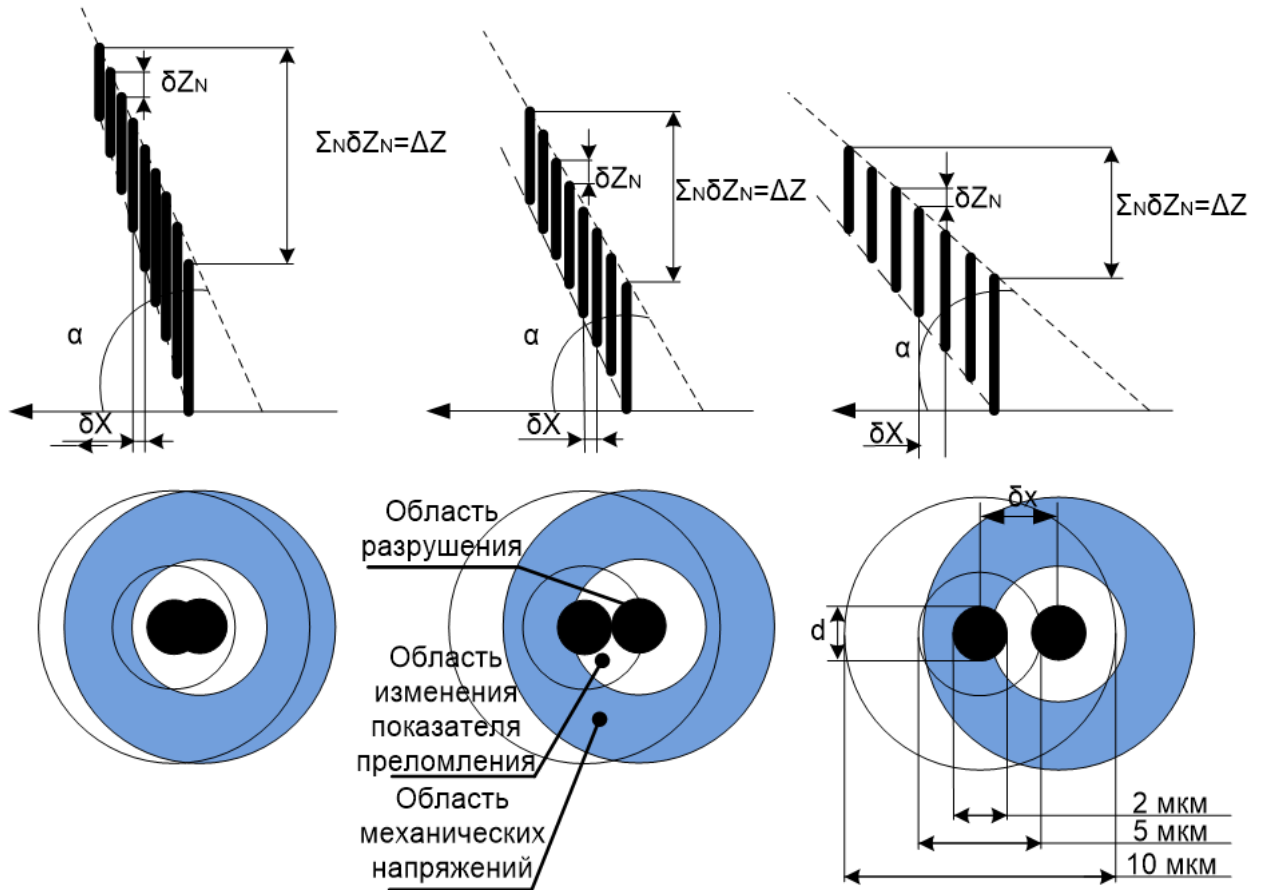


Рис. 46. Сверху - схематическое изображение предполагаемой схемы формирования наклонной полости при разных значениях δx ; Снизу - схематическое изображение перекрытия основных областей модификаций при различных значениях δx (overlap: 50%, 0%, -50%).

Здесь будет удобнее перейти от размерного параметра-расстояния между микромодификациями δx к безразмерной величине - степени перекрытия.

Наибольший прирост высоты наблюдается при степени перекрытия равной 50%, что соответствует полному попаданию пятна фокусировки ($d = 2$ мкм) в область измененного показателя преломления и оптической анизотропии (Рис. 46). Естественно, что изменение показателя преломления создает дополнительную фокусировку, которая поднимает точку геометрического фокуса навстречу к объективу. Оптическая анизотропия из-за остаточных механических напряжений свидетельствует о начале структурных изменений и может также вести к снижению порога разрушения. При дальнейшем сближении пятен фокусировки большая часть энергии второго импульса приходит в более разрушенную область, которая поглощает большую часть энергии, тем самым приводя к спаду приращения Δz . Действительно, в случае $\delta x = 0$, то есть когда импульсы попадают в одну точку (степень перекрытия 100 %), тенденция к спаду приращения Δz продолжается (см. Рис. 42).

4.2.3. Формирование циклически повторяющихся микроструктур в объеме поликарбоната. Высокие частоты $f > 1$ МГц, энергия $E_{\text{имп}} \leq 200$ нДж.

Самоиндуцированное смещение области разрушения фс-лазера внутри образца при его сканировании наблюдается и при высокочастотных (0,5 – 2 МГц) режимах микрообработки.

Для исследования структур, образующихся при обработке фс лазером с высокой частотой следования импульсов, была модифицирована схема экспериментальной установки (Рис. 12): лазер был заменен на высокочастотный Avesta Antaus, длина волны – 1030 нм, частота импульсов – 2 МГц, длительность импульса – 300 фс, максимальная выходная мощность – 1.8 Вт. Вместо ранее использованного трансляционного столика был использован двух координатный транслятор на основе двух линейных микромооторов LM1247 (Faulhaber GmbH). Управление транслятором осуществлялось через контроллер собственного производства от генератора AGF3021B (Tektronix Inc.). Данный транслятор позволял перемещать образец со скоростями от 1 до 150 мм/с.

Пластина поликарбоната обрабатывалась импульсами лазера с частотой 2 МГц. В диапазоне скоростей от 42 мм/с до 140 мм/с как и при низких частотах наблюдалось образование периодических структур. На Рис. 47 представлены снимки микроразрушений в РС при использовании лазера с частотой импульсов – 2 МГц, $\tau_{\text{и}}=300$ фс, $E_{\text{и}}=150$ нДж. По периоду структуры, скорости сканирования и частоте следования импульсов можно определить число импульсов, ушедшее для образования одного элемента структуры. Данные полученные в наших экспериментах представлены на Рис. 48.

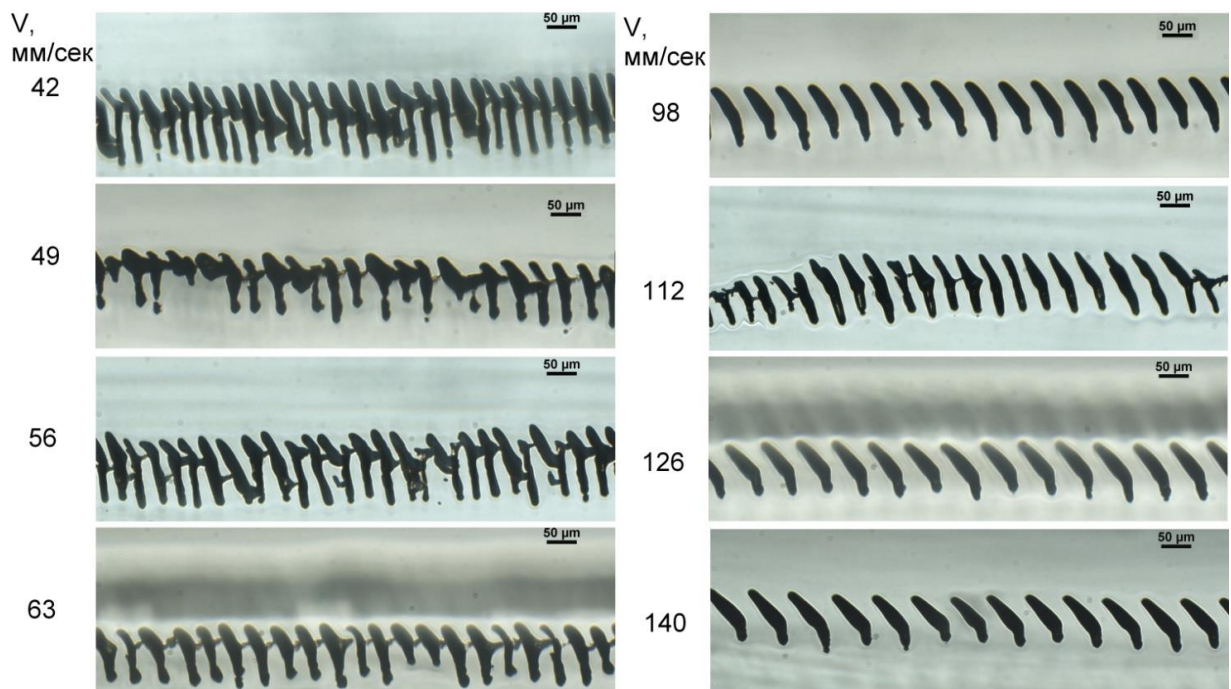


Рис. 47. Микрофотографии объемных разрушений образца из поликарбоната фс импульсами при различных скоростях сканирования. $E_{\text{имп}}=150$ нДж, $F=2$ МГц. Объектив Special Optics, $NA=0.39$.

Видно, что в целом картина схожа с той, которая наблюдается при низких частотах, однако есть и существенные различия. Например, число импульсов в «цикле» для $F=2$ МГц практически в 100 раз больше чем для частоты следования f_c импульсов $F=100$ Гц; прирост Δz для 100 Гц имеет максимум при $\delta x \sim 1$ мкм, тогда как для 2МГц Δz имеет максимум при $\delta x \sim 0,02$ мкм (Рис. 49). При этом структуры могут иметь вид капель, клякс, перемычек с контурами похожими на оплавление, то есть, наиболее вероятно, что механизм их образования – тепловой.

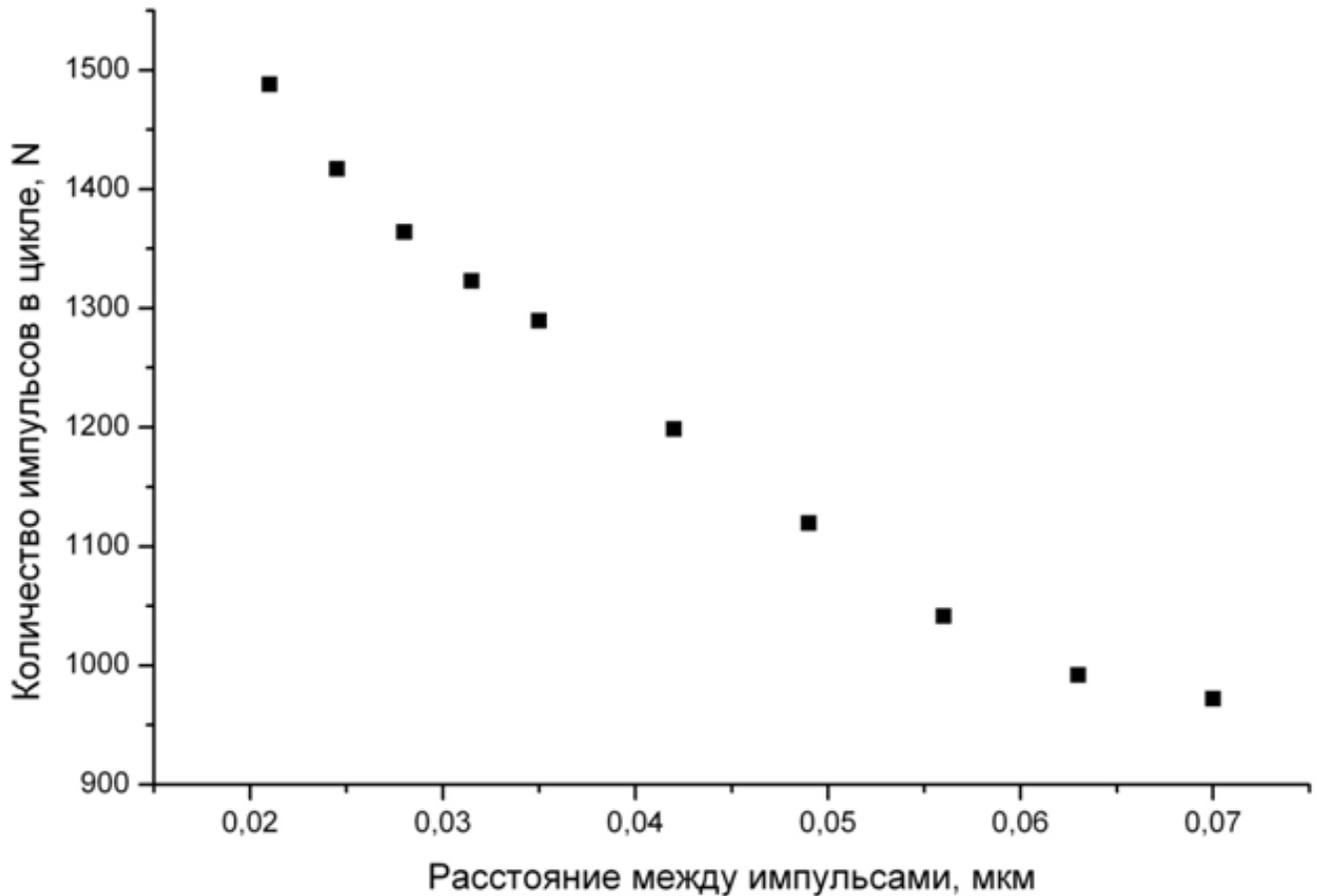


Рис. 48. График зависимости количества импульсов, образующих 1 «цикл», от расстояния между соседними пятнами фокусировки. Объектив Special optics, $NA=0.39$, $F=2$ МГц.

Характеристики высокочастотного режима микрообработки отличаются от низкочастотного или одноимпульсного режима из-за различия временных шкал присущих физическим процессам в этих режимах при воздействии f_c -импульсов. Вклад энергии в электронную плазму происходит за время импульса, тогда как передача энергии от электронов решетке требует значительно большего времени, то есть процессы вклада и передачи энергии сильно разнесены во времени. Далее, рекомбинация электронов с ионами происходит за несколько наносекунд, а для отвода полученной решеткой тепловой энергии за счет диффузии требуются микросекунды. Действительно для РС, коэффициент термодиффузии которого $D \approx 1,43 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ [204], время теплоотвода из объема диаметром $d \sim 2$ мкм составляет величину

$$\tau_D = d^2/4D \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ с [198].}$$

Таким образом, если частота следования импульсов значительно меньше 1 МГц, то все тепловые процессы успевают завершиться к приходу следующего импульса и такой режим практически не отличается от одноимпульсного. Такие процессы в стеклах и стеклообразных материалах имеют абляционную природу [81,205] и приводят в основном к перестройке или разрушению сетки стекла вплоть до мелкодисперсной фазы. Для случая высоких частот ситуация меняется. Если $E_{\text{имп}}$ порядка пороговой или даже меньше ее, то тепло, переданное фокальному объему, не успевает диффундировать за время между импульсами и при воздействии серии импульсов начинает накапливаться в нем; температура фокального объема возрастает, тепло, выходя из него, нагревает и расплавляет прилегающие микрообласти. Такой процесс имеет в своей основе тепловую природу. При последующем затвердевании структура материала в окрестности фокальной перетяжки существенно отличается от не затронутой обработкой области. Изменение структуры материала может приводить к существенному снижению порога разрушения.

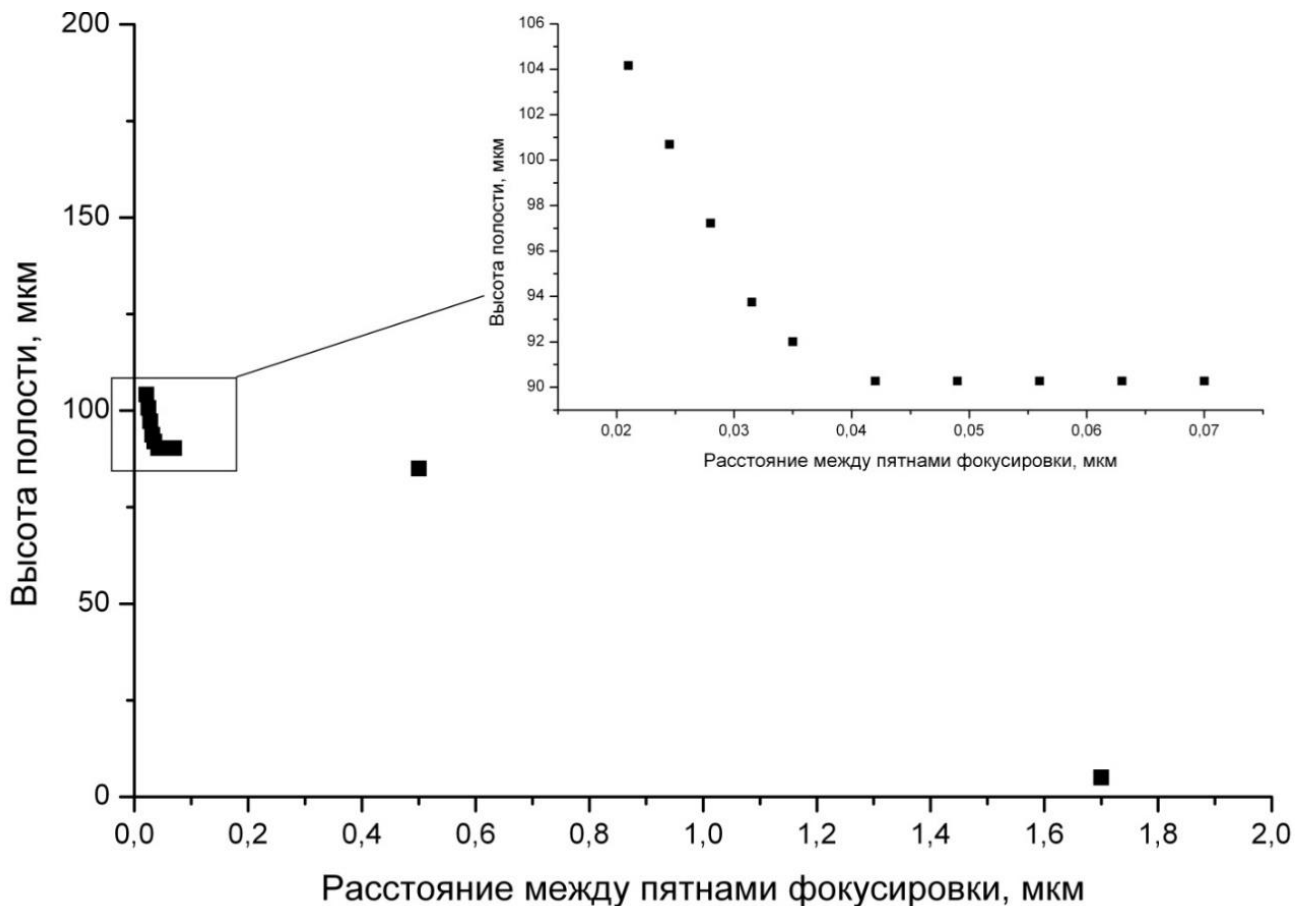


Рис. 49. График зависимости высоты полости от расстояния между соседними пятнами фокусировки. $NA=0.39$, $E_{\text{и}}=150 \text{ нДж}$, $F=2 \text{ МГц}$.

Модификации показателя преломления n также различаются для высоко и низкочастотных

режимов. Для низкочастотного случая повреждение имеет абляционный характер, и изменение показателя преломления на Δn происходит из-за изменения, в структуре стекла минуя стадию расплава. Для высокочастотного, Δn имеет тепловую природу, когда материал нагревается и плавится вследствие большого количества импульсов. Последующий процесс затвердевания ведет к неоднородностям плотности $[\Delta\rho(x,y,z)]$ материала и, как следствие, $\Delta n(x,y,z)$ (Рис. 50). В зависимости от параметров импульсов это может быть, например, большая плотность в центре и меньше по краям или цепочная структура в распределении $n(x,y,z)$.

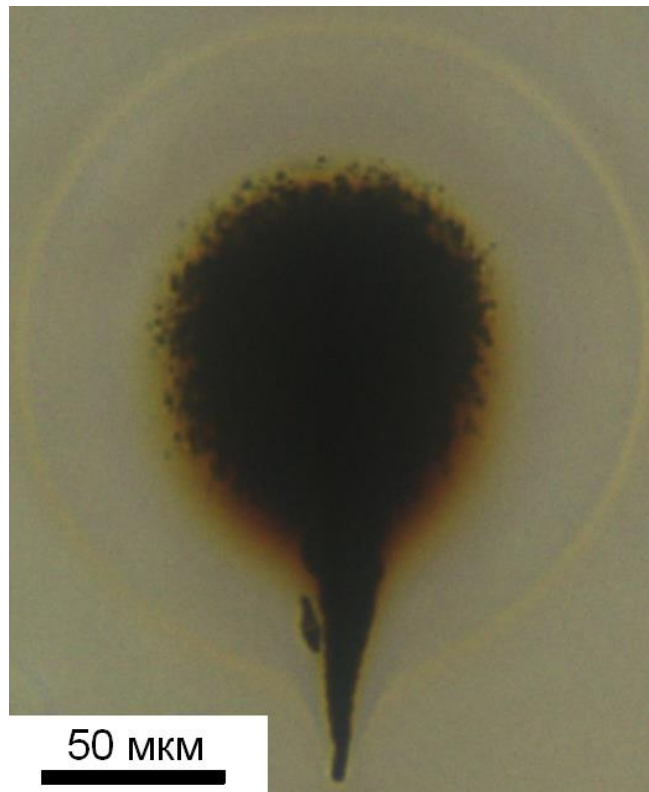


Рис. 50. Микромодификация, созданная с помощью 2 миллионов фс импульсов, сфокусированных в одну точку ($d=2\text{мкм}$). $NA=0.39$, $E_{\text{и}}=150\text{ нДж}$, $F=2\text{ МГц}$.

4.3. Формирование микрокапилляра в режиме формирования наклонных микромодификаций за счет использования высокочастотного фс лазера.

Учет представлений о формировании «циклов» в случае сканирования образца при высокочастотном режиме обработки и тщательный подбор условий эксперимента позволил создать в образце поликарбоната микрокапилляр перпендикулярный оптической оси. На Рис. 51 представлена такая полая структура, созданная на частоте 500 кГц при $V_{\text{ск}}=600\text{ мкм/сек}$ и уменьшении энергии импульса до 120 нДж. Видно, что капилляр является результатом перекрытия огромного количества наклонных субмикронных полостей, возникающих при самоиндуцированном максимальном смещении к объективу для данных условий пятна разрушения.

$F=500$ кГц, $E=120$ нДж ↓

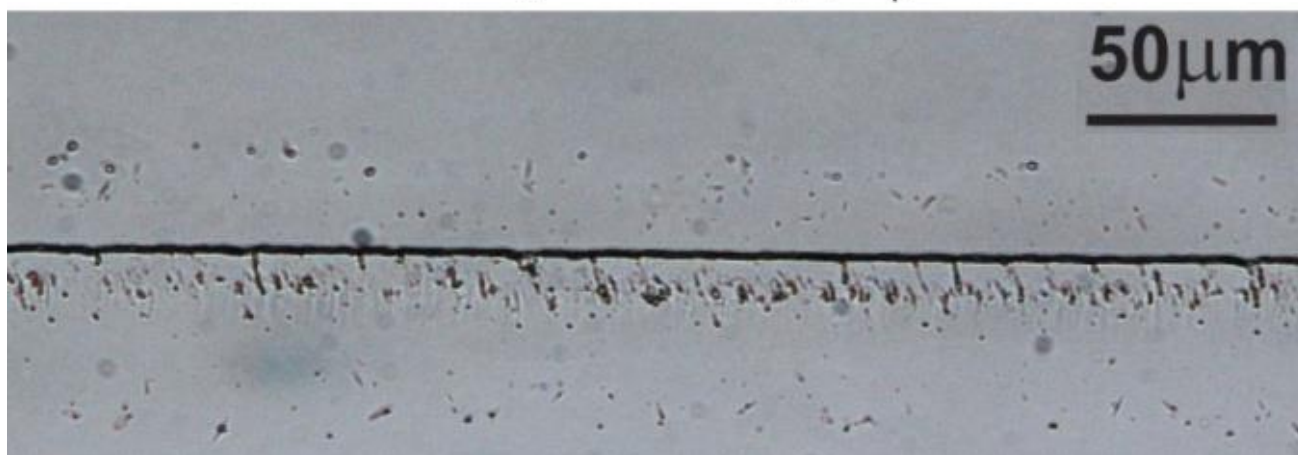


Рис. 51. Микрофотография микрокапилляра. $F=500$ кГц, $E_{и}=120$ нДж, $V_{ск}=600$ мкм/сек, $NA=0.39$.

Таким образом, гибкое применение результатов проведенных исследований в технологии микрообработки прозрачных материалов и подбором оптимальных параметров эксперимента для каждого материала позволяет добиться улучшения качества требуемых микромодификаций.

4.4. Выводы по главе 4.

При сканировании прозрачных материалов излучением фс лазера подбором параметров можно добиться различных режимов и результатов обработки. Так сканирование одиночными, пространственно разделенными импульсами с энергией больше или меньше порога пробоя приводит к созданию ряда отдельных нитей разрушения или волноводов соответственно, ориентированных по направлению луча. В случае сканирования образца импульсами с энергией меньшей порога разрушения, но при значительном перекрытии пятен фокусировки формируются линейные полости, направленные перпендикулярно лучу лазера. Нами были исследованы условия возникновения и определены характерные признаки «промежуточного» режима, при котором в процессе сканирования образца область разрушения смещается также и по направлению к объективу при каждом следующем импульсе и, достигнув предельного значения, возвращается на исходную линию геометрического фокуса, формируя в объеме периодическую структуру. Основным условием возникновения описанного режима является «попадание» пятна фокусировки излучения последующего импульса в микрообласть необратимых изменений материала, произведенных предыдущим импульсом. Предполагается, что основными причинами смещения области разрушения при облучении следующими импульсами и возникновения такого режима являются изменение показателя преломления и уменьшение порога разрушения вследствие изменения плотности $\Delta\rho$ и структуры материала в микрообласти, примыкающей к стенке полости созданной предыдущим импульсом. Было установлено, что характеристики

циклических процессов в режимах с низкой (до 1 кГц) и высокой частотой следования импульсов (≈ 2 МГц) в основном схожи:

- Пятно фокусировки наряду со смещением в направлении $V_{ск}$ также перемещается по направлению к объективу, затем делает скачок в исходное состояние и далее следует очередной «цикл». То есть этот процесс можно охарактеризовать как некий автоколебательный режим.
- Количество импульсов в одном цикле, создающих разрушение, уменьшается с ростом скорости сканирования.
- Угол наклона внутренних полостей к направлению сканирования (α) изменяется, уменьшаясь по мере роста $V_{ск}$.

Однако в деталях эти характеристики могут существенно отличаться за счет различных механизмов формирования наклонных циклических микромодификаций – абляционного и теплового при низких и высоких частотах следования импульсов соответственно.

Результаты проведенного исследования могут быть использованы в технологии создания различных структур внутри прозрачных диэлектриков (РС, PLLA, плавленый кварц) фс лазером, что будет рассмотрено в главе 6. Лучшее качество микрообработки получается в условиях отсутствия «циклического» режима.

Исследованные особенности формирования нитевидных структур и способы управления их размерами позволяют формировать в объеме образца графитоподобные электропроводящие микроструктуры различных конфигураций (а также массивы микроструктур), которые могут иметь резонансные свойства в ТГц диапазоне, то есть создавать метаматериалы для работы в этом диапазоне.

ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОСТРУКТУР, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ УКИ ФОКУСИРУЮЩИМИ СИСТЕМАМИ С ВЫСОКИМИ ЧИСЛОВЫМИ АПЕРТУРАМИ.

В данной главе представлены особенности формирования внутриобъемных микромодификаций фс импульсами при использовании фокусирующих систем различных типов. Пространственные характеристики микромодификаций зависят от конструктивных особенностей фокусирующих систем. В данной главе проведено сравнение пространственных характеристик микромодификаций созданных фс импульсами при фокусировке широкоапертурными фокусирующими системами с аберрационной коррекцией и без. Исследован новый режим микромодификации – формирование микромодификации в виде последовательности графитизированных (в РС) нитей общей длиной, превышающей 1 мм, разделенных областями с измененным показателем преломления. Данный вид модификации формируется при фокусировке излучения фс лазера с помощью сферической линзы. Причиной формирования последовательности микромодификаций является самодифракция светового пучка, возникающая из-за сильной сферической аберрации фокусирующей линзы. В этом случае изначально Гауссово распределение интенсивности пучка трансформируется в набор сходящихся дифракционных колец Френелевского типа. Данный режим формирования микромодификаций обнаружен и исследован впервые, и может быть применен для быстрого, высокоэффективного формирования высококачественных линейных микроканалов, прецизионного сверления и резки прозрачных материалов. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [5,9,12] из списка публикаций автора.

5.1. Особенности одноимпульсного формирования протяженных микроструктур в объеме прозрачных материалов фс лазерными импульсами при их фокусировке фокусирующими системами различных конструкций.

В большинстве технологических применений фс микрообработки излучение фс лазеров фокусируют с помощью широкоапертурных фокусирующих систем с NA лежащей в диапазоне от 0.5 до 1. Это позволяет добиться высокого разрешения микрообработки без необходимости использования дорогостоящих и сложных в настройке иммерсионных объективов. Наиболее распространенными фокусирующими системами являются микроскопные объективы, рассчитанные на фокусировку параллельных пучков, однако не редко используют зеркальные объективы, асферические линзы и фокусирующие зеркала. Использование микроскопных объективов с коррекцией сферических аберраций позволяет достичь высокого субмикронного

разрешения в плоскости XY и микронного разрешения по оси Z при фокусировке в достаточно широком диапазоне глубин (более 50 мкм). В тоже время использование асферической линзы рассчитанной на фокусировку излучения в объем материала позволяет добиться наилучшего разрешения во всех направлениях. Недостатком ее использования является узкий диапазон глубин, обычно не превышающий несколько микрометров, в котором можно достичь высокого разрешения по оси Z. Использование зеркальных объективов оправдано при фокусировке высокоэнергетических лазерных импульсов, так как позволяет снизить влияние самофокусировки за счет не Гауссова профиля фокусируемого пучка. Отсутствие собственных сферических aberrаций также является весомым доводом за использование зеркальных объективов.

Несмотря на потребность в постоянном увеличении пространственного разрешения, существуют технологические задачи в области фс микрообработки, требующие комбинацию высокого пространственного разрешения в плоскости XY и возможности удлинения области взаимодействия в направлении распространения фс импульсов. Например, резка, сверление, перфорация и некоторые другие.

Было проведено сравнительное исследование зависимости пространственных характеристик внутриобъемных микроструктур формируемых одиночными фс импульсами от особенностей конструкции фокусирующих систем. В качестве фокусирующих систем были выбраны микроскопный объектив с aberrационной коррекцией и сферическая линза. Числовые апертуры фокусирующих систем были близки и составляли 0,6 и 0,58 соответственно. На таблице 2 представлены сравнительные характеристики используемых фокусирующих систем.

Таблица 2. Сравнительные характеристики фокусирующих систем

Название	Тип	Наличие коррекции СА	Числовая апертура	Фокусное расстояние
Leitz Wetzlar, PLAN L50X	Многолинзовый микроскопный объектив	Да	0,6	7 мм
Сферическая линза	Двояковыпуклая сферическая линза	Нет	0,58	15 мм

5.1.1. Особенности формирования линейных внутриобъемных микромодификаций при фокусировке одиночных фс лазерных импульсов с Гауссовым распределением интенсивности с помощью микроскопного объектива с абберационной коррекцией.

Как было показано ранее в Главе 3 использование микроскопных объективов с коррекцией собственных сферических aberrаций и наличие ИСА позволяют контролируемо формировать вытянутые микромодификации с необходимыми пространственными характеристиками. Так в разделе 3.1 показано, что при фокусировке параллельного Гауссового пучка с помощью микроскопного объектива Leitz Wetzlar за один фс лазерный импульс формируется линейная микромодификация (см. Рис. 18). Можно выделить несколько особенностей использования микроскопного объектива с абберационной коррекцией:

- 1) Удлинение области микромодификации связано с ИСА;
- 2) За один фс импульс формируется линейная микромодификация с диаметром менее 2 мкм, вытянутая в направлении распространения излучения;
- 3) Длина микромодификации линейно зависит от глубины фокусировки;
- 4) Максимальная длина микромодификации на данной глубине фокусировки может быть определена с помощью формулы 3.1.
- 5) Уменьшение длины микромодификации на определенной глубине фокусировки возможно с помощью снижения энергии импульса (см. Рис. 26).

Учет данных особенностей позволяет контролируемо формировать в прозрачных материалах микромодификации с требуемыми пространственными характеристиками в независимости от глубины фокусировки.

5.1.2. Особенности формирования линейных внутриобъемных микромодификаций при фокусировке фс одиночных лазерных импульсов с Гауссовым распределением интенсивности с помощью сферической линзы без абберационной коррекции.

В случае использования в качестве фокусирующей системы сферической линзы с сильными сферическими aberrациями модификация объема имеет сложную пространственную структуру.

Установлено, что одиночный фемтосекундный импульс создает в образце (РС) по оси распространения излучения линейную структуру графитизированных ($\rho=100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) нитей [206], разделенных волноводными областями (Рис. 52 а). Суммарная длина модифицированной области может превышать 1000 мкм. Также установлено (Рис. 52 б), что увеличение энергии импульса приводит к увеличению количества графитизированных нитей в созданной последовательности, а также к их удлинению (Рис. 52 б).

Для определения зависимости длины структурных модификаций, формируемых в образцах РС при воздействии фс импульсов, сфокусированных с помощью сферической линзы от глубины фокусировки, был проведен следующий эксперимент. фс лазерные импульсы с частотой 100 Гц фокусировались через входную поверхность на нижнюю грань образца, затем образец двигался по координате X ($V_x=565,7$ мкм/сек), объектив при этом двигался в верх ($V_z=565,7$ мкм/сек), смещая область фокусировки в образце к входной грани, что позволяло разделить следы воздействия от одиночных импульсов. Использование данной методики позволило наблюдать за структурными изменениями, созданными за один фс импульс в зависимости от глубины фокусировки.

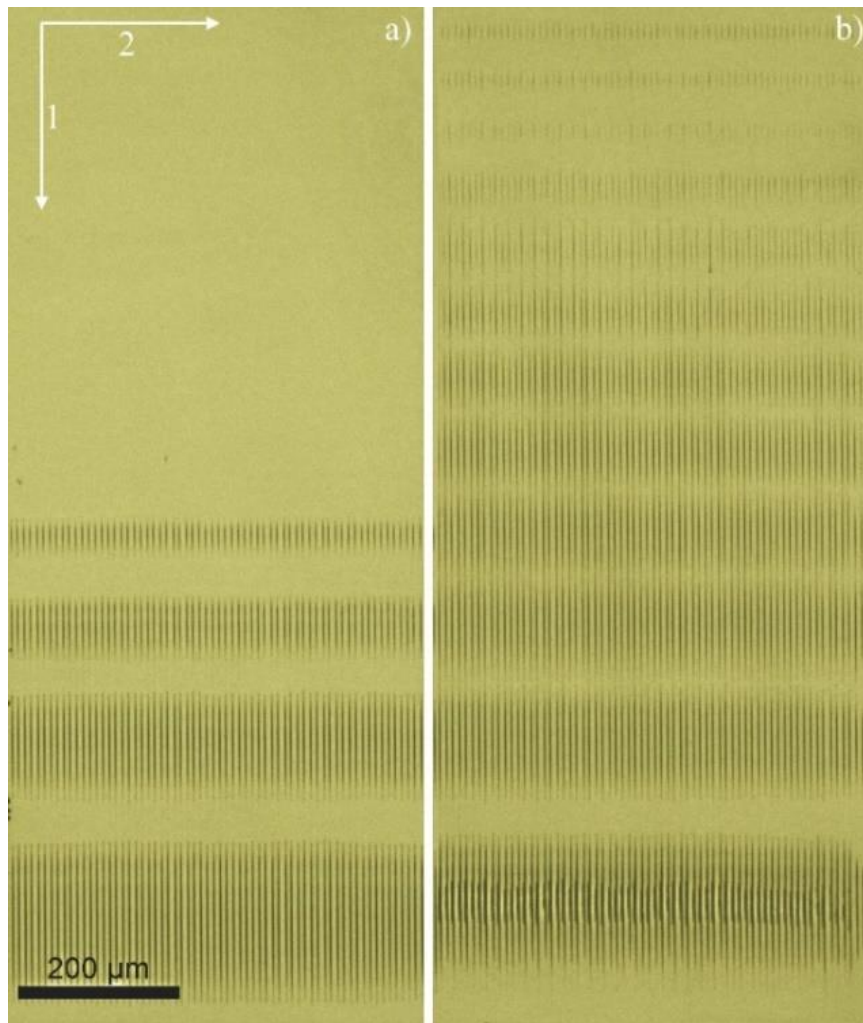


Рис. 52. Фотография микроструктур в РС. а) энергия импульса - 15 мкДж; б) энергия импульса - 60 мкДж. (1) направление распространения импульсов; (2) направление сканирования. Скорость сканирования 800 мкм/с. $F=100$ Гц, $f_d=3$ мм, сферическая линза $N.A.=0.58$.

Проведенный по описанной выше методике эксперимент показал, что зависимости длины модифицированной области от глубины фокусировки не наблюдается, что подтверждается Рис. 53. Линия в левой части фотографии соответствует точке, в которой образец был неподвижен (≈ 500 импульсов).

Пространственные характеристики модификаций не зависят от материала образца как в случае фокусировки объективом, так и в случае фокусировки линзой, что подтверждает Рис. 54, при этом тип модификаций может различаться. В [61,111,120] сообщается об изменении показателя преломления, деполимеризации с образованием мономера, графитизации и других изменениях структуры материалов. Кроме этого, вид микроструктур не зависит от типа лазера, что было подтверждено повторением выше описанных экспериментов на лазере Origami XR.

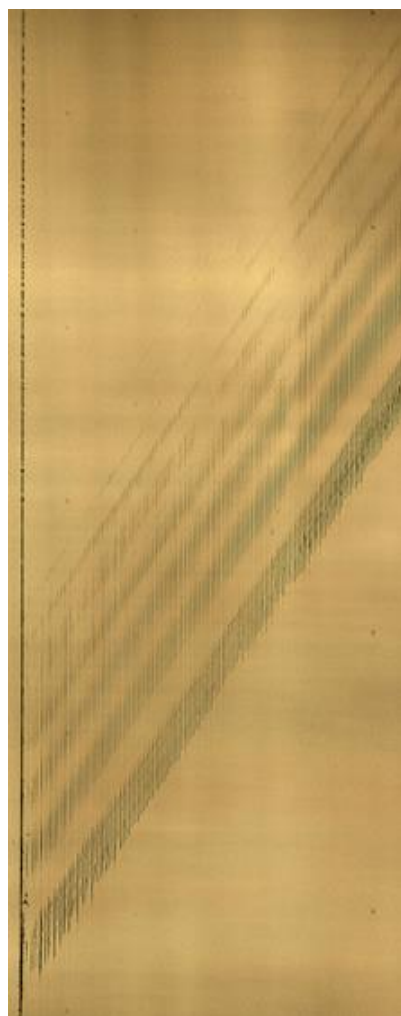


Рис. 53. Микроснимок объемных модификаций в ПК. Сферическая линза, $N.A.=0,58$, $E_{имп}=60$ мДж, $F=100$ Гц $F=100$ Гц, $f_d=3$ мм, сферическая линза $N.A.=0.58$.

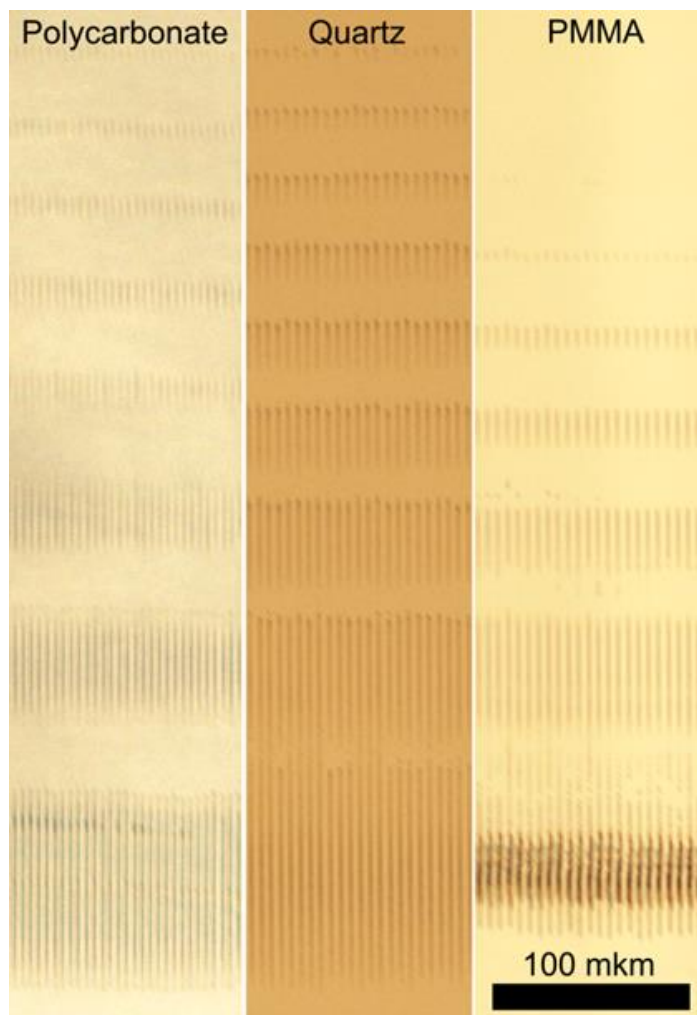


Рис. 54. Микрофотографии объемных модификаций, созданных одиночными фс импульсами в объеме образцов из различных материалов при фокусировке сферической линзой с $N.A.=0.58$, $E_{имп}=60$ мкДж, глубина фокусировки постоянная.

Можно выделить несколько особенностей использования сферической линзы с сильными сферическими aberrациями в качестве фокусирующей системы при фс микрообработке:

- 1) За один фс импульс формируется линейная последовательность микромодификаций постоянного диаметра (менее 2 мкм), расположенных последовательно по оси распространения фс импульса (ось z).

- 2) Общая длина модифицированной области, как и отдельные модифицированные области не зависят от глубины фокусировки;
- 3) Длина микромодификаций в последовательности увеличивается по мере удаления от фокусирующей линзы;
- 4) При высоких энергиях фс импульсов микромодификации, образующие последовательность, объединяются в одну с аспектным соотношением более 1000.

5.1.2.1. Причины формирования последовательности микромодификаций за один фс импульс при использовании сферической линзы.

Использование сферической линзы в качестве фокусирующей системы приводит к образованию в объеме образца структур, существенно отличающихся от случая использования микроскопных фокусирующих объективов. В этом случае образуется последовательность микромодификаций постоянного диаметра (Рис. 54), расположенных последовательно по оси распространения фс импульса (ось z). Длина микромодификаций в этой последовательности уменьшается по направлению к линзе. Количество микромодификаций различной длины в последовательности может быть более 20 (24 нити при $E_{\text{имп}}=120$ мкДж). При энергии импульса 150 мкДж микромодификации объединяются, образуя графитизированную полость диаметром 2 мкм с аспектным соотношением более 1000 (Рис. 55).

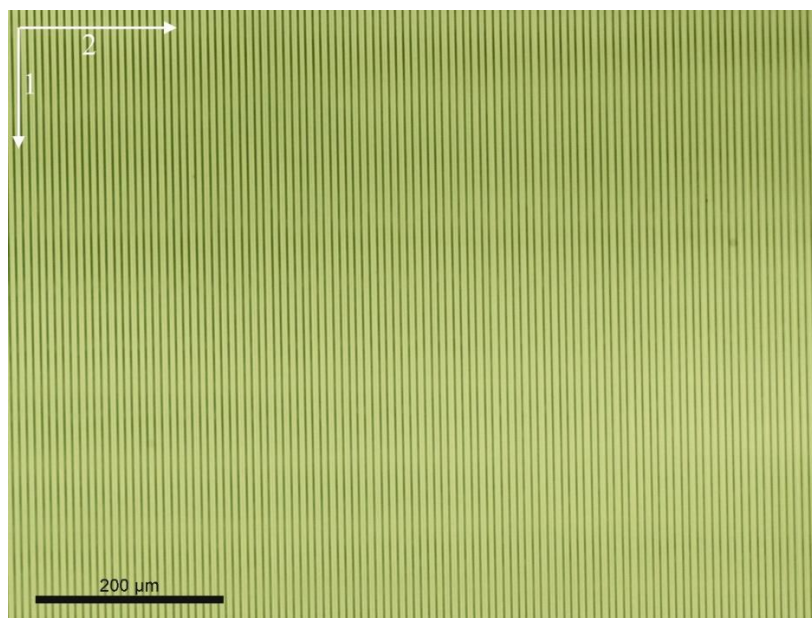


Рис. 55. Фотография микроструктур в РС. Энергия импульса - 150 мкДж. (1) направление распространения импульсов; (2) направление сканирования. Скорость сканирования 800 мкм/с. $F=100$ Гц, $f_d=3$ мм, сферическая линза $N.A.=0.58$.

Причиной, ответственной за формирование микромодификаций представленной пространственной конфигурации, является, по-видимому, трансформация исходного Гауссового

распределения интенсивности лазерного излучения в дифракционную картину Френелевского типа. Фотографии радиального распределения интенсивности фокусируемого в образец пучка (Рис. 56), получены после 10 секундной экспозиции фс импульсов с частотой 100 Гц и энергией 60 мкДж на полимерную пленку с металлическим покрытием, расположенной в сфокусированном пучке в четырех положениях. Металлическое покрытие удаляется в процессе абляции из областей, облученных излучением с высокой интенсивностью, и они становятся прозрачными, полимерная пленка при этом не повреждается. Это позволяет получить фотографии распределения интенсивности с помощью микроскопа в режиме проходящего света. Радиальное распределение интенсивности представляет собой набор concentрических дифракционных колец Френелевского типа; наиболее интенсивное и широкое кольцо находится на периферии, в центре наблюдается наиболее интенсивный максимум. Подобный тип распределения наблюдался в [207,208]. Очевидно, что каждое дифракционное кольцо имеет собственное положение геометрического фокуса, то есть дифракционные кольца будут фокусироваться как в воздухе, так и в материале на различных глубинах, как представлено на схеме Рис. 57.

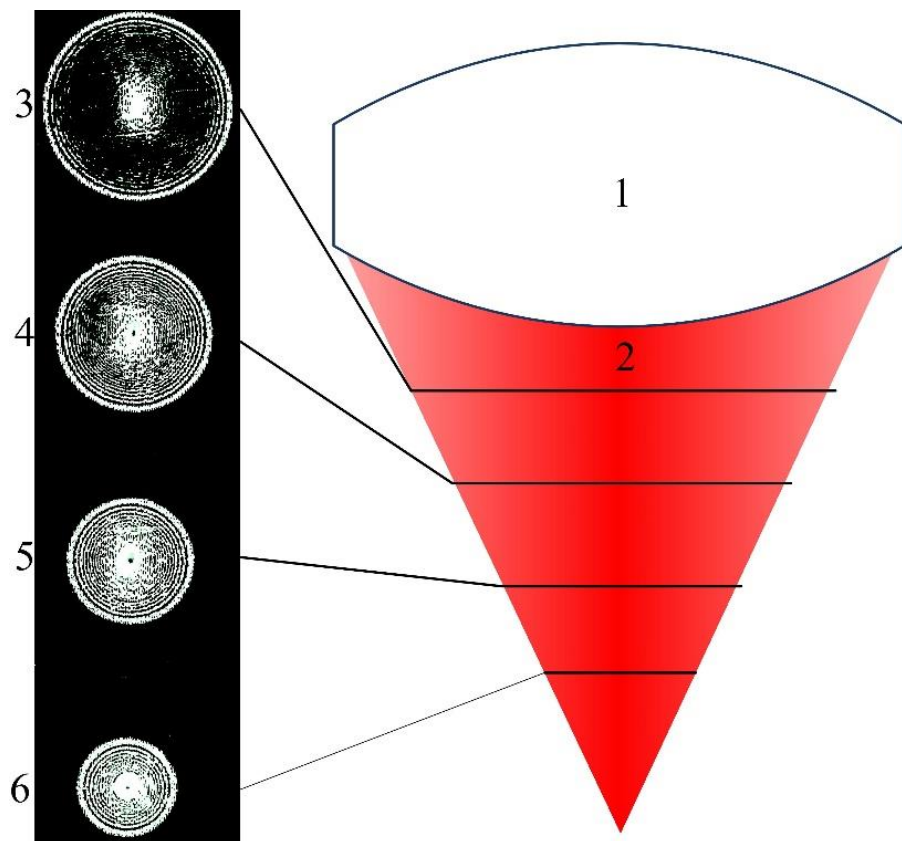


Рис. 56. Фотографии распределения интенсивности пучка после прохождения сферической линзы с сильными сферическими aberrациями в четырех положениях. (1) Сферическая линза; (2) сфокусированный пучок; (3), (4), (5), (6) распределения интенсивности (следы абляции на полимерной пленке с металлическим покрытием).

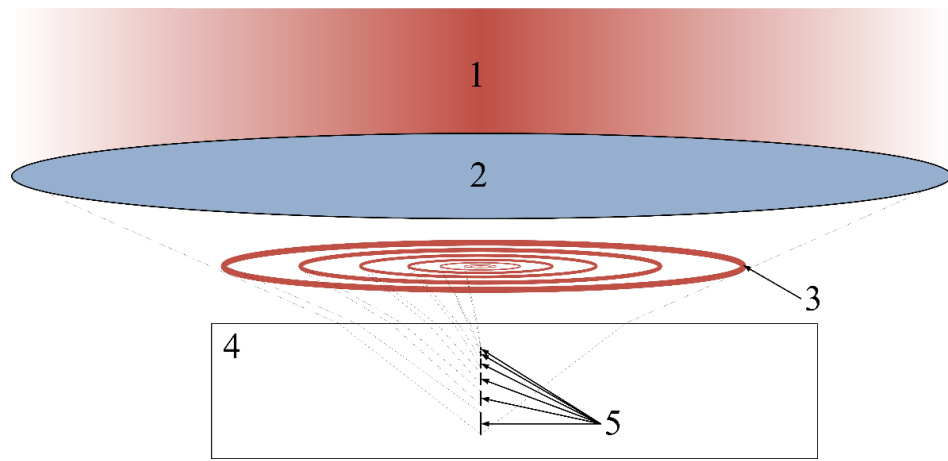


Рис. 57. Схема фокусировки дифракционных колец в объем прозрачного материала. (1) Лазерный пучок с Гауссовым распределением интенсивности; (2) сферическая линза; (3) распределение интенсивности в виде дифракционных колец; (4) образец; (5) последовательность сфокусированных дифракционных колец.

Причины подобного феномена могут быть различными. Например, аналогичный эффект наблюдался при пропускании непрерывного излучения через жидкие кристаллы [207,209] и раствор насыщающегося поглотителя [210], а также при прохождении пикосекундных импульсов через раствор китайского чая в этаноле [211]. Данный феномен был объяснен как пространственный аналог феномена спектрального уширения [212,213]. Пространственная модуляция лазерного пучка при прохождении через проходную оптику была исследована [214] и также связывается с пространственно-фазовой модуляцией из-за эффекта Керра.

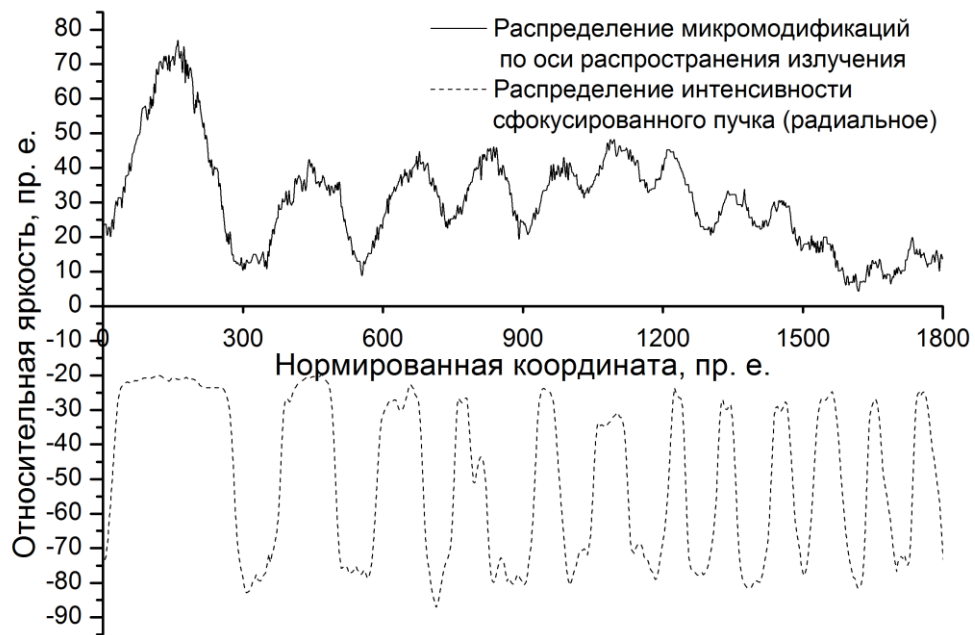


Рис. 58. Распределение степени графитизации в последовательности микромодификаций по оси распространения фс импульса (обработка Рис. 52 б). Радиальное распределение интенсивности излучения от края к центру после прохождения линзы (обработка Рис. 56).

Второй наиболее весомой причиной является самодифракция лазерного пучка из-за сильных сферических aberrаций фокусирующей линзы. Подобное явление было подробно теоретически и экспериментально исследовано в работе Кемпе [215], в которой подробно исследовалась фокусировка фемтосекундного импульса сферическими линзами с сильными СА. Схожие результаты представлены в работе [208], где исследовалось влияние сферических aberrаций на дублет из сферической линзы и аксикона.

Радиальное распределение интенсивности от края к центру пятна и распределение микромодификаций по оси распространения излучения представлены на Рис. 58. Максимумы распределений приведены к одному масштабу. Из графика видно хорошее совпадения максимумов и минимумов, что дополнительно подтверждается Рис. 59, на котором представлены график зависимости координаты центра максимума от номера максимума и соответствующий ему график зависимости координаты центра микромодификации от ее порядкового номера. За первый максимум интенсивности взят тот, который находится на периферии пучка, за первую микромодификацию в последовательности взята та, которая находится на большей глубине. Таким образом, представленные данные подтверждают, что каждое из дифракционных колец фокусируется на свою глубину, в результате чего создается последовательность нитевидных микромодификаций вдоль оси распространения излучения. В частном случае, когда интенсивность излучения в минимумах распределения становится достаточной для формирования модификации, один фемтосекундный импульс создает модификацию длиной более 2 мм и диаметром порядка 2 мкм, что показано на Рис. 55.

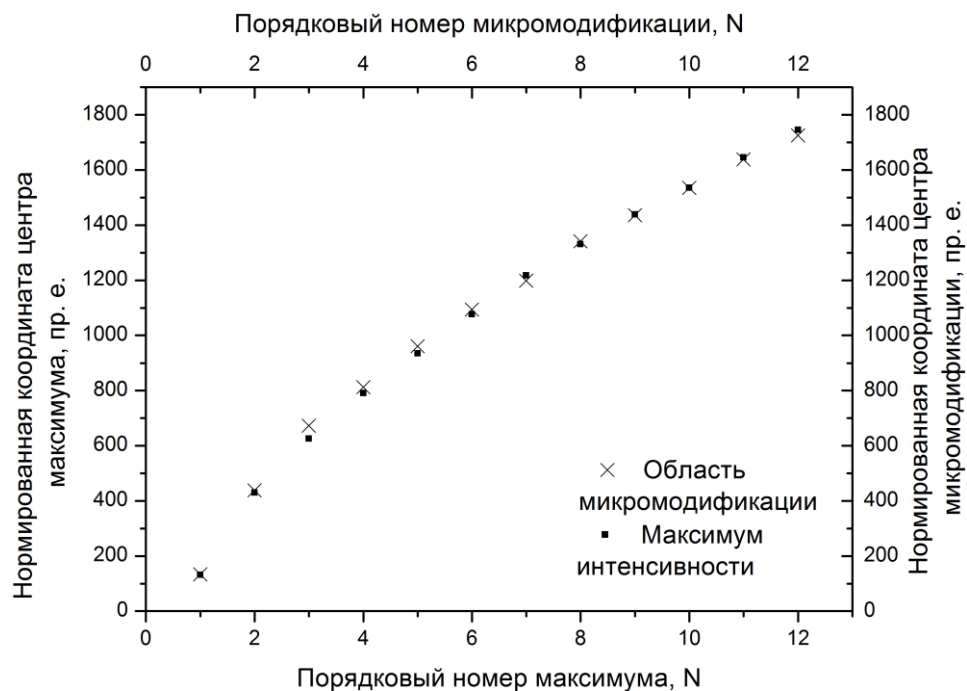


Рис. 59. График зависимости координаты центра максимума от номера максимума и график зависимости координаты центра микромодификации от номера микромодификации.

В ходе экспериментов мы исключили все возможные причины дифракции, такие как дифракция на апертурах оптических элементов и оптомеханики (диаметры апертур были значительно больше входящих в них лазерных пучков). Выходящий из лазера пучок имеет Гауссово распределение, которое сохраняется после прохождения телескопа, что было исследовано и подтверждено в разделе 2.5, и изменяется только после прохождения линзы. Наличие дифракционных колец в распределении интенсивности после прохождения сферической линзы, в отличие от Гауссова распределения интенсивности после прохождения объектива, вероятнее всего связано с самодифракцией светового пучка из-за сильных сферических aberrаций фокусирующей оптики, что подтверждается моделированием распространения излучения через использованную линзу с помощью программного пакета Zemax (Рис. 60). Полученное в ходе моделирования распределение интенсивности хорошо совпадает с экспериментальными данными (см. Рис. 56).

Данный феномен и его влияние на процессы модификации прозрачных диэлектриков и возможное практическое применение требуют дополнительных исследований.

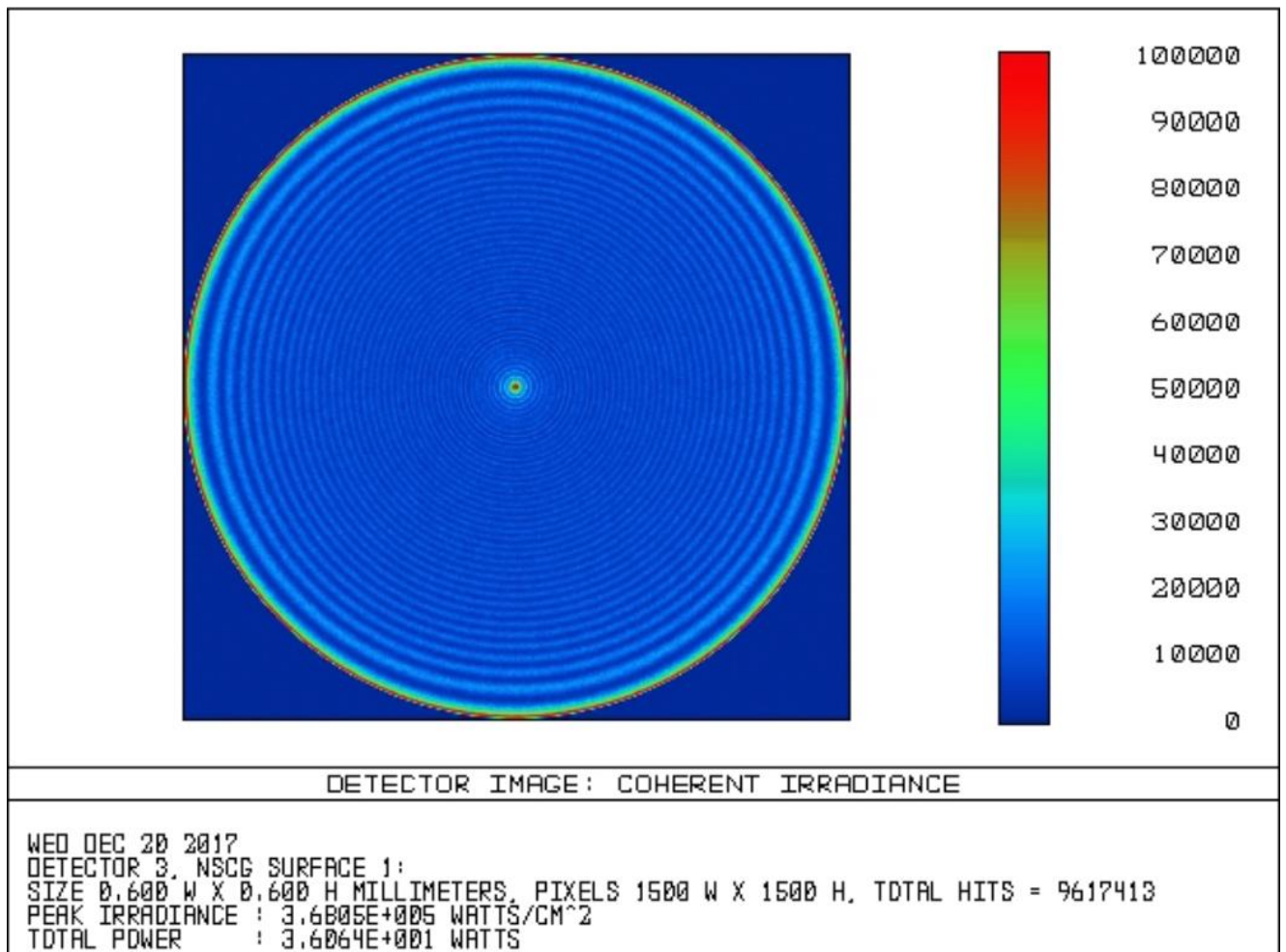


Рис. 60. Радиальное распределение интенсивности лазерного излучения после прохождения сферической линзы с $N.A.=0.58$ полученное с использованием программного пакета Zemax.

5.2. Формирование внутриобъемных микроструктур при перекрытии пятен фокусировки в процессе сканирования ультракороткими импульсами.

Ранее было сказано, что для технологических применений особый интерес представляет обработка материалов с перекрытием пятен фокусировки при сканировании. Например, сканирование материалов в режиме формирования микромодификации с аспектными соотношениями более 1000 (см. Рис. 55) с перекрытием пятен фокусировки может стать эффективным методом резки прозрачных материалов. Было проведено исследование особенностей микрообработки образцов РС фс импульсами при использовании сферической линзы с сильными сферическими аберрациями.

Как показали эксперименты, создание сплошного однородного реза/микромодификации в некоторых прозрачных материалах с использованием микроскопного объектива с $NA=0.6$ и коэффициентом перекрытия пятен фокусировки более 10 % процентов невозможно из-за наличия эффекта самоиндуцированного смещения пятна фокусировки подробно рассмотренного в главе 4. Данный эффект наблюдался ранее нами в случаях низко и высоко частотных режимов обработки с низкоэнергетичными импульсами (< 1 мкДж) для объектива с $NA=0.39$. В этом случае невозможно достичь однородного реза с хорошим качеством.

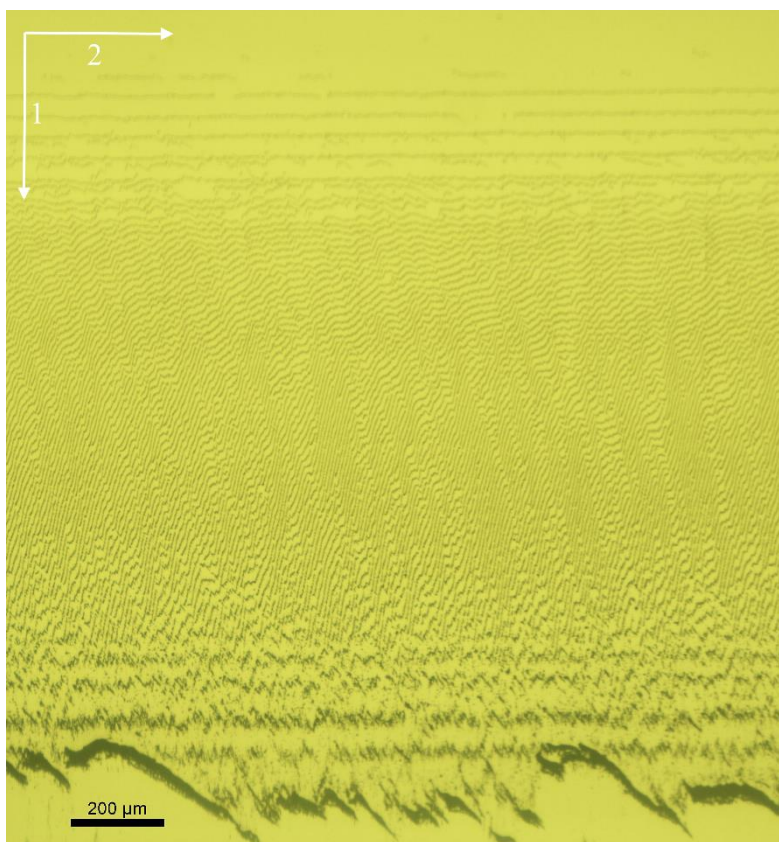


Рис. 61. Фотография микроструктур в РС. (1) направление распространения импульсов; (2) направление сканирования. Скорость сканирования 40 мм/с. Частота повторения импульсов 80 кГц, Энергия импульсов 26 мкДж. Коэффициент перекрытия пятен фокусировки 50%.

Подобный эксперимент был проведен и для случая фокусировки сферической линзой при использовании лазера OneFive. Были использованы следующие параметры эксперимента: энергия импульсов 26 мкДж, частота следования импульсов 80 кГц, скорость сканирования 40 мм/сек. Рис. 61 показывает микроструктуры созданные в РС с помощью фс импульсов с 50% перекрытием пятен фокусировки. В этом случае в объеме материала наблюдаются криволинейные микромодификации, а не ожидаемый сплошной рез. Линии имеют различные углы наклона по отношению к направлению распространения излучения. Формирования данных микромодификаций, по-видимому, также связано с постепенным смещением фокуса навстречу сферической линзе от импульса к импульсу.

5.3. Оценка эффективности поглощения энергии фс лазерных импульсов в случаях использования различных фокусирующих систем.

Для оценки доли поглощенной энергии лазерных импульсов сразу за обрабатываемым образцом устанавливался измеритель мощности, с помощью которого была построена зависимость поглощенной (рассеянной) энергии импульса от падающей энергии импульса (Рис. 62). Как видно из графика, в случае использования микроскопного объектива имеет место, насыщение поглощения после достижения энергии импульса 10 мкДж. Это происходит из-за того, что область перетяжки лазерного излучения жестко ограничена, что было рассмотрено в разделе 3.1, и как следствие на разрушение всей области взаимодействия на текущей глубине достаточно 8-10 мкДж энергии импульса, а дальнейшее увеличение энергии импульса приводит лишь к незначительному увеличению объема модифицированной области, в то время как основная часть импульса не поглощается.

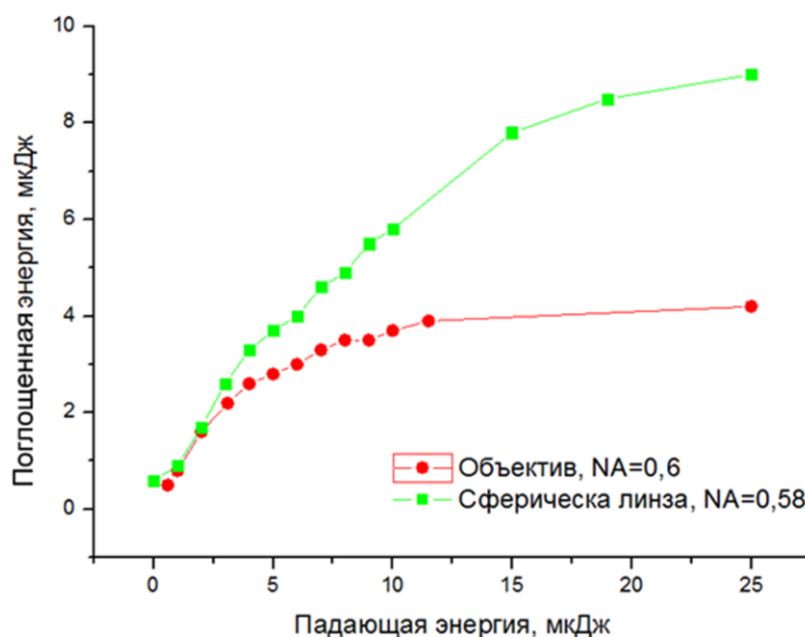


Рис. 62. График зависимости поглощенной (рассеянной) энергии импульса от падающей энергии импульса.

В случае использования сферической линзы, очевидно, что энергия перераспределяется между множеством дифракционных максимумов, диапазон насыщения нами не был достигнут, то есть увеличивая падающую энергию, можно увеличивать область модификации в широких пределах.

5.4. Выводы по главе 5.

В этой главе, были исследованы возможные модификации объема образцов поликарбоната под действием жестко сфокусированного фемтосекундного излучения при использовании фокусирующих систем с коррекцией СА и при наличии сильных СА. В случае использования объективов, рассчитанных на работу в коллимированных пучках и коррекцией СА область разрушения, формируемая одиночным фс импульсом в объеме образца, может сильно отличаться от сферы и иметь вид нитей, длина которых зависит от глубины фокусировки и числовой апертуры объектива и определяется интерфейсной сферической aberrацией. При использовании сферической линзы в качестве фокусирующей системы в объеме образца под действием одиночного фемтосекундного импульса образуется последовательность нитей, расположенных по оптической оси. Суммарная длина модифицированной области превышает 1 мм. Причиной, ответственной за формирование данной последовательности, по нашему мнению, является наличие лазерно-индуцированных дифракционных колец.

Исследование энергетической эффективности поглощения лазерной энергии показало, что использование фс импульсов с энергией до 10 мкДж целесообразней при их фокусировке объективами с aberrационной коррекцией, рассчитанными на фокусировку параллельных пучков. При наличии источника фс импульсов с энергией импульсов превышающей несколько десятков микроджоулей выгоднее использовать сферическую линзу для высокопроизводительной резки прозрачных диэлектриков.

Использование фокусирующего объектива, как и сферической линзы, с учетом их индивидуальных особенностей, является многообещающим инструментом с точки зрения микрообработки прозрачных материалов.

ГЛАВА 6. ТЕХНОЛОГИИ И ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ.

В данной главе представлены результаты разработки технологий прецизионной микрообработки прозрачных материалов, в частности, резки и перфорации. Использование особенностей взаимодействия фс импульсов с прозрачными материалами и влияния конструкции фокусирующих систем позволили создать технологию фс микрообработки с возможностью точного контроля пространственных характеристик микромодификаций без изменения оптической схемы и применения дорогостоящего оборудования. Резка и перфорация прозрачных материалов с использованием исследованных особенностей имеет весомые преимущества по сравнению с традиционными технологиями: общее повышение качества обработки, отсутствие конусности, снижение энергетических требований к лазерному источнику и другие. Учет ИСА при резке фс импульсами позволяет достичь ширины реза менее 2 микрон, которая постоянна по глубине, а также обеспечить возможность резки материалов различной толщины. Успешно продемонстрировано применение разработанной технологии для резки таких материалов как оптические стекла, полимеры, прозрачная керамика и кристаллы, в том числе сверхтвердые материалы такие как сапфир и алмаз. Разработанная технология незаменима при создании нового класса медицинских имплантатов - биорезорбируемых коронарных стентов, требующих повышенной точности лазерной обработки, а также отсутствия теплового воздействия. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [1-3,7-9, 12-13, 16-18] из списка публикаций автора.

6.1. Влияние интерфейсной сферической аберрации на длину перетяжки лазерного излучения.

Как было показано в Главе 3, в случае фокусировки излучения оптическими системами, с большими числовыми апертурами, рассчитанными на фокусировку параллельных пучков, форма разрушений может сильно отличаться от сферы, и приобретать вид нитей, вытянутых по направлению распространения излучения. В данном разделе представлены методы удлинения эффективной области взаимодействия (>100 мкм) одиночных фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными диэлектриками при их фокусировке в объем материала с использованием ИСА.

Эффекты, приводящие к удлинению фокальной перетяжки лазерного излучения возможно использовать для более эффективной внутриобъемной обработки прозрачных материалов [111], сверления отверстий и высококачественной резки [141], за счет увеличения эффективной области взаимодействия лазерного излучения с веществом. Наиболее весомым эффектом, приводящим к удлинению области фокальной перетяжки при фокусировке лазерного излучения, является

интерфейсная СА, возникающая вследствие того, что при фокусировке лазерного излучения в объем материала толщиной L периферийная часть фокусируемого пучка фокусируется глубже аксиальной части. В зависимости от толщины материала формируемая фокальная перетяжка длиной Δ может находиться как внутри объема (таблица 3 №1), частично выходить за его пределы (таблица 3 №2), так и находиться вне объема, если толщина материала L сравнительно невелика (таблица 3 №3,4).

Оценить длину фокальной перетяжки Δ можно исходя из соображений геометрической оптики, используя закон преломления света и понятие числовой апертуры фокусирующей системы. В таблице 3 представлены 4 возможных исхода фокусировки лазерного излучения через прозрачную пластину толщиной L , а также формулы, позволяющие оценить длину перетяжки лазерного излучения при наличии продольной интерфейсной СА. Как видно из таблицы 3 ключевыми параметрами, определяющими положение фокальной перетяжки (внутри пластины, частично вне пластины, полностью вне пластины) и ее длину (Δ) являются такие параметры как толщина L и показатель преломления n_2 пластины, числовая апертура фокусирующего объектива NA и глубина проникновения лазерного излучения (PD-penetration depth), которая может быть определена как разность между длиной рабочего отрезка объектива (WD-working distance) и расстоянием от объектива до поверхности пластины (LS - lens-surface distance). Из таблицы 3 видно, что формулы, определяющие длину фокальной перетяжки Δ зависят и от соотношения между толщиной пластины L и параметром, определяемым как произведение глубины проникновения лазерного излучения (PD) на показатель преломления (n_2) пластины - n_2PD . Очевидно, что максимальной длины фокальной перетяжки Δ можно добиться при ее нахождении непосредственно в объеме пластины (таблица 3 №1). Увеличение параметра PD приводящее к частичному или полному выходу области фокальной перетяжки из объема пластины приводит к ее уменьшению (таблица 3 №2, 3 и 4).

Схема фокусировки лазерных лучей и формула, определяющая длину лазерной перетяжки аналогичная случаю №1 из таблицы 3 (формирование протяженной фокальной перетяжки в объеме материала) были подробно рассмотрены в Главе 3, а также использованы для описания формирования протяженных волноводов, микропустот, люминесценции и графитизированных структур в работах [49,98,194].

Для проведения таких технологических операций как резка и перфорация прозрачных материалов особенно интересны случаи, когда удлиненная фокальная перетяжка лазерного излучения формируется после прохождения прозрачной пластины (случаи № 3, 4 из таблицы 3), так как в этих случаях отсутствует возможность ее непосредственного повреждения. Располагая обрабатываемый материал непосредственно за пластиной и сканируя его можно производить его

резку или перфорацию с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Таблица 3. Длины фокальных перетяжек в зависимости от схемы фокусировки.

№	Схема фокусировки	Соотношение между L и n_2PD	Формула определяющая длину фокальной перетяжки
1		$L > n_2PD$	$\Delta = PD \left(\sqrt{\frac{n_2^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n_2 \right) \quad (1)$
2		$L \geq n_2PD$	$\Delta = L - PDn_2 + PD \sqrt{\frac{1 - NA^2}{n_2^2 - NA^2}} \left(\sqrt{\frac{n_2^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n_2 \right) \quad (2)$
3		$L = n_2PD$	$\Delta = PD \sqrt{\frac{1 - NA^2}{n_2^2 - NA^2}} \left(\sqrt{\frac{n_2^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n_2 \right) \quad (3)$
4		$L \leq n_2PD$	$\Delta = \frac{\sqrt{1 - NA^2}}{n_2 \sqrt{1 - \frac{NA^2}{n_2^2}}} \left[(PDn_2 - L) + PD \left(\sqrt{\frac{n_2^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n_2 \right) \right] - PD + Ln_2 \quad (4)$

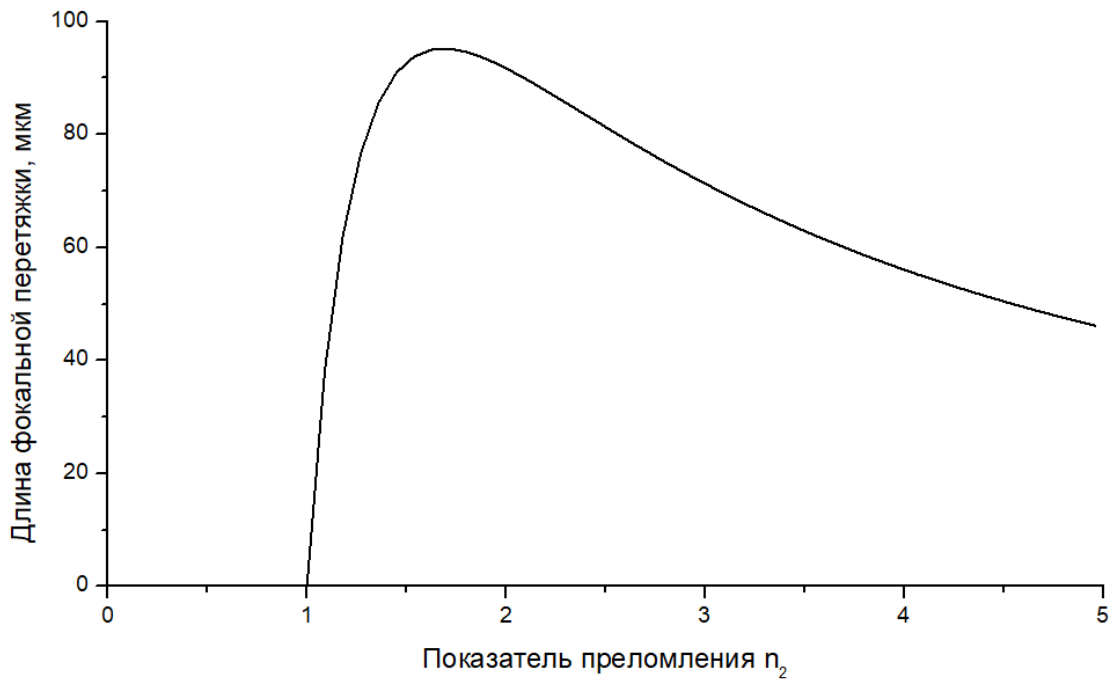


Рис. 63. График зависимости длины фокальной перетяжки Δ , рассчитанной по формуле 4, от показателя преломления пластины n_2 при $L=3000$ мкм, $PD=3200$ мкм.

Анализ формулы 4 показал, что существует оптимальный показатель преломления пластины равный $n_2=1.686$ (Рис. 63), при котором длина Δ фокальной перетяжки, которая формируется вне пластины, максимальна. Однако стоит учитывать, что реальная длина эффективной области взаимодействия может существенно отличаться от длин Δ , которые можно рассчитать по формулам, представленным в таблице 3, вследствие влияния таких факторов как самофокусировка лазерных импульсов и собственные сферические aberrации фокусирующего объектива. Кроме этого процесс поглощения фемтосекундных импульсов прозрачными материалами имеет сильно нелинейный, то есть пороговый характер, поэтому длина модификации материала будет равна длине фокальной перетяжки Δ только в случаях если плотность энергии по всей длине эффективной области взаимодействия будет превосходить пороговую (см. раздел 3.1). В остальных случаях возможно существенное укорочение длины модификации.

Рассмотренные схемы фокусировки лазерного излучения приводят к удлинению фокальной перетяжки, и как следствие, к увеличению эффективной области взаимодействия излучения с веществом. Типичными пространственными микромодификациями, формирующимися при комбинации удлиненной фокальной перетяжки и фемтосекундного импульса, являются нити с диаметром <2 мкм и длиной более 10 мкм. Формирование подобных микромодификаций может быть успешно применено для резки и сверления прозрачных материалов. Однако для того чтобы создавать микроотверстия диаметром более 2 мкм требуется использовать спиральное сверление (helical drilling) [216].

6.2. Одноимпульсное перфорирование тонких прозрачных диэлектриков с помощью фемтосекундных лазеров.

В данном разделе предложены принципиальные схемы перфорирования прозрачных материалов с помощью одиночных фемтосекундных лазерных импульсов. Успешно продемонстрирована возможность формирования цилиндрических отверстий в прозрачных диэлектриках в результате фоторазрушения материала под действием одиночных фемтосекундных лазерных импульсов. Диаметр сквозных отверстий, созданных в полипропиленовой пленке толщиной 50 мкм составил 5 мкм при энергии фемтосекундных лазерных импульсов равной 5 мкДж.

В качестве пластин, формирующих протяженную фокальную перетяжку, были использованы пластины из поликарбоната (РС) 50x20x3 мм³ с полированными гранями и показателем преломления 1,56. Для перфорации была выбрана широко доступная прозрачная полипропиленовая пленка толщиной 50 мкм.

6.2.1. Перфорация полимерных пленок с помощью одиночных лазерных импульсов.

Исследование процессов взаимодействия излучения фс лазеров с объемными диэлектриками и возможности формирования протяженной фокальной перетяжки в веществе привело к разработке метода, позволяющего создавать высококачественные и высокоаспектные цилиндрические отверстия в прозрачных пленках. Такие перфорированные пленки могут использоваться как различные фильтры, служить защитным (стерилизующим) упаковочным материалом с газопроницаемым барьером в пищевой, медицинской промышленности, а также в качестве деталей высокотехнологичных устройств.

Использование продольной интерфейсной сферической аберрации (ИСА), возникающей на границе двух сред, позволяет формировать пятна фокусировки диаметром менее 2 мкм, а также удлинить область максимальной концентрации энергии, которая может значительно (в десятки раз) превосходить длину фокальной перетяжки, образующейся в воздухе. Применительно к микрообработке прозрачных диэлектриков можно сказать, что образуется «лазерное сверло» (LD – laser drill) позволяющее создавать за один импульс полость цилиндрической формы с высоким аспектным соотношением.

При размещении такого LD внутри прозрачного вещества и при плотности энергии, превышающей порог разрушения, происходит создание цилиндрической полости. Сформировать такое LD в тонкой пленке непосредственно не представляется возможным из-за ее малой толщины, поэтому для создания сквозного пробоя в пленке необходимо ее размещение в жидкой среде или за тыльной поверхностью пластины из прозрачного диэлектрика с

толщинами достаточными для образования длинного LD превышающего толщину пленки.

На Рис. 64 представлена принципиальная схема устройства для создания цилиндрических отверстий в пленке фс импульсами. Объектив с высокой числовой апертурой ($>0,3$) фокусирует Гауссов пучок в среду, состоящую из прозрачной пластины с показателем преломления на длине волны лазера более 1,5 и раствор NaCl, такой концентрации, при которой он имеет показатель преломления сравнимый с показателем преломления пластины. Пластина необходима для создания постоянной плоской границы среда-воздух, так как при обработке возможно образование волн на поверхности, которые будут препятствовать качественной фокусировке излучения лазера. За счет продольной интерфейсной сферической aberrации, согласно схеме №1 из таблицы 3, в растворе образуется LD с длиной пропорциональной глубине проникновения излучения PD. Помещая прозрачную пленку в область образования LD, и перемещая ее можно создавать массивы сквозных цилиндрических отверстий высокого качества. В этом случае длина области взаимодействия, соответствующая длине LD, рассчитывается аналогично случаю №1 из таблицы 3.

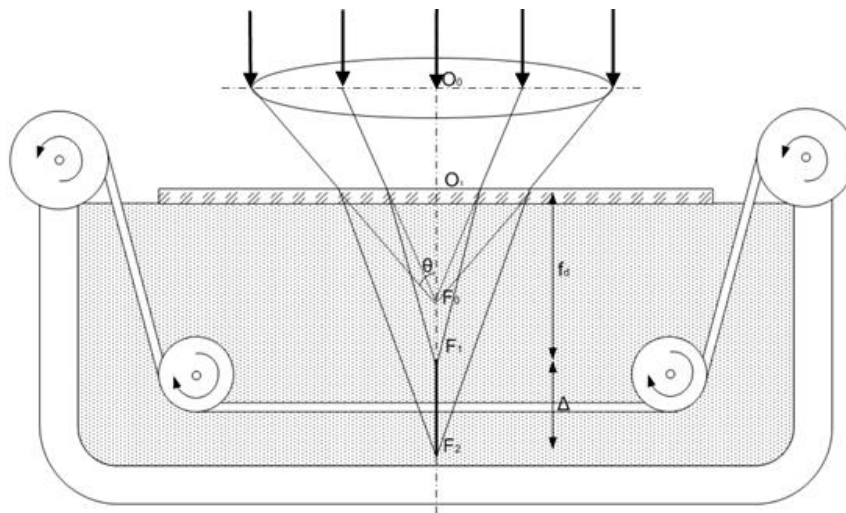


Рис. 64. Схема формирования массивов сквозных отверстий в пленке.

Устройство позволяет обрабатывать большие объемы материала с высокой скоростью. Использование жидкой среды позволяет устранить последствия таких эффектов как самофокусировка и самоканалирование.

Вторым способом, позволяющим формировать массивы цилиндрических отверстий в прозрачных материалах является «сухой» способ, без использования жидкой среды (Рис. 65). В данном случае после объектива размещается пластина, при прохождении через которую излучение фокусируется в протяженную перетяжку. В этом случае длина LD рассчитывается согласно формуле 4 из таблицы 3. Существенным недостатком данного способа является меньшая по сравнению с первым длина LD, что серьезно ограничивает возможную толщину

обрабатываемого материала.

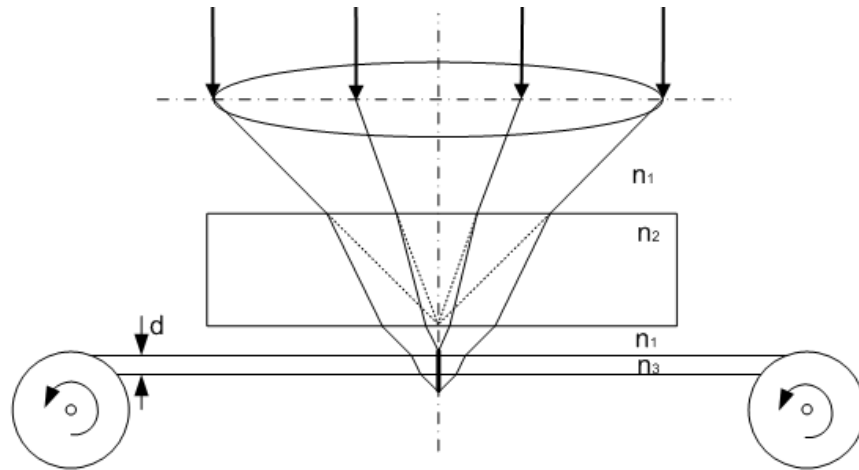


Рис. 65. Схема формирования массива сквозных отверстий в пленке при использовании «сухого» метода.

Дополнительно можно отметить, что использование тонкой линзы с плоской входной и вогнутой выходной поверхностями вместо пластины в «сухом» способе обработки, позволит дополнительно увеличить длину перетяжки.

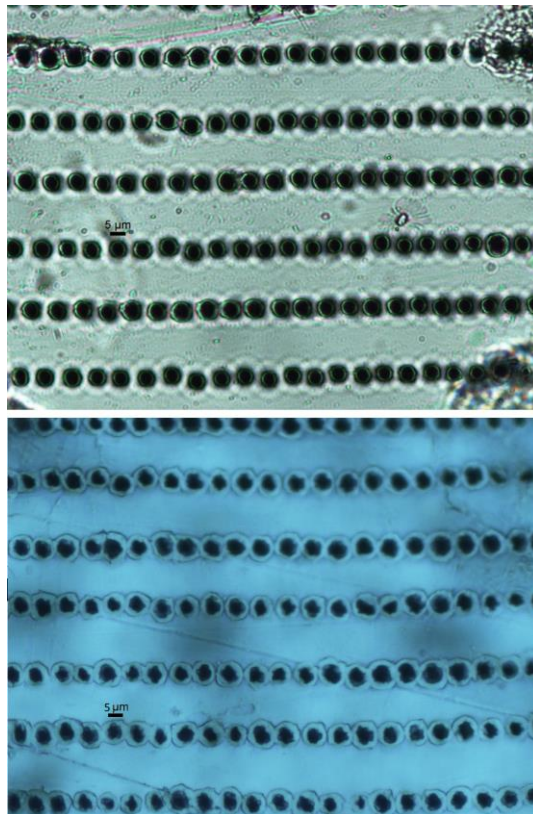


Рис. 66. Микрофотография отверстий, полученных при сканировании полипропиленовой пленки. Поверхности входа и выхода лазерного луча сверху и снизу соответственно. Каждый фс импульс формирует одно отверстие. Толщина пленки 50 мкм. Частота 100 Гц. Энергия 5 мкДж. Скорость сканирования 500 мкм/сек.

Результаты проведенных исследований позволили экспериментально реализовать прецизионное сверление цилиндрических отверстий с высоким аспектным соотношением в полипропиленовой плёнке толщиной 50 мкм в режиме, когда одно отверстие формируется за один импульс фс лазера. На Рис. 66 представлены микрофотографии цилиндрических отверстий, созданных при сканировании полипропиленовой пленки толщиной 50 мкм в режиме, когда один фс импульс формирует одно отверстие. Был использован несколько модифицированный «сухой» способ, при котором пленка была механически плотно прижата к стеклу, а сканирование пленки осуществлялось с помощью XY-трансляторов.

Недостатком данного способа является невозможность протяжки пленки, но он весьма удобен для проведения различных экспериментов.

Возможность перфорации полипропиленовой пленки с помощью прямой лазерной абляции с целью формирования газопроницаемого барьера была исследована в работе [217]. Полученные результаты показали, что невозможно создать за один фс импульс сквозное отверстие в пленке толщиной 20 мкм даже при высоких энергиях импульсов (Рис. 67). В тоже время отверстия, полученные за несколько лазерных импульсов в пленки имели значительную конусность и низкое аспектное соотношение.

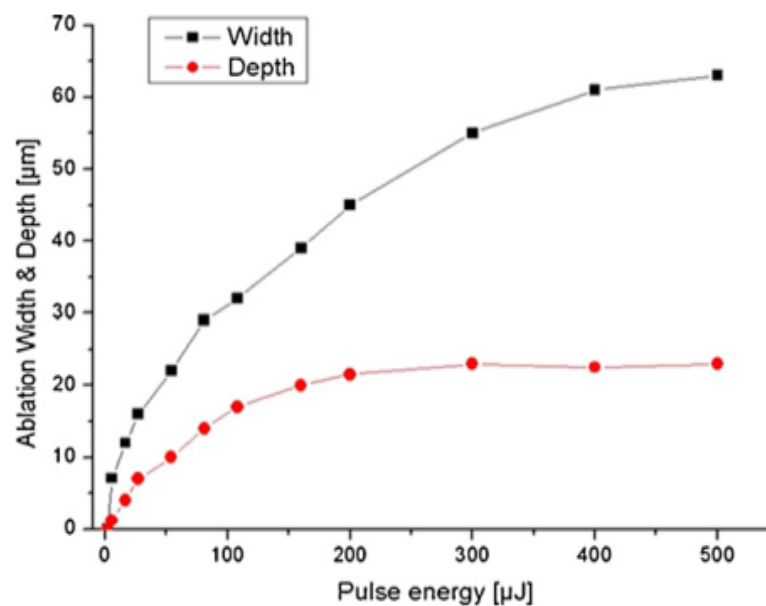


Рис. 67. Зависимость ширины и глубины обработанной области от энергии одиночного лазерного импульса [217].

Предложенный в данной работе метод, использующий ИСА, является весьма многообещающим и производительным для формирования цилиндрических отверстий в полипропилене и возможно в других прозрачных диэлектриках, так как не требует использования сложных оптических систем [218], а также позволяет управлять длиной модификации без

изменения фокусирующей системы, что требуется при использовании Бесселевых пучков [219].

6.2.2. Выводы.

Представлены две возможных методики использования удлиненной фокальной перетяжки для проведения таких технологических операций как резка и перфорация прозрачных материалов. Преимуществами данных методов является возможность создания матриц цилиндрических отверстий и резки прозрачных материалов с шириной реза менее 5 мкм с высокой производительностью. Экспериментально продемонстрирована возможность перфорации полипропиленовой пленки толщиной 50 мкм отверстиями диаметром 5 мкм.

6.3. Технология прецизионной резки прозрачных материалов фс лазерами.

Со времени появления лазеров, было разработано большое количество лазерных технологий обработки материалов. Непрерывные и импульсно-периодические лазеры высокой мощности успешно применяются для резки, сверления, сварки таких материалов как металлы, пластики, стекла. Однако повышение требований к качеству обработки приводит к невозможности использования традиционных методов и подходов при обработке материалов. Использование фемтосекундных лазеров, а также новых технологий на их основе, позволяет добиться точности, недостижимой традиционными способами обработки и предоставляет возможности прецизионной обработки прозрачных материалов без теплового воздействия.

Как было показано ранее, при фемтосекундной обработке прозрачных материалов значительную роль могут играть самофокусировка, собственная сферическая абберрация объектива, а также так называемая интерфейсная абберрация объектива, возникающая на границе раздела воздух-образец. Из-за всех этих эффектов область разрушения может сильно отличаться от сферы и приобретать вид нитей, вытянутых по направлению распространения излучения. Как показали наши предыдущие эксперименты, описанные в главе 4, в случае использования объективов с большой числовой апертурой основной вклад в удлинение области микромодификации вносит интерфейсная сферическая абберрация.

Грамотное использование ИСА при резке прозрачных материалов позволяет уменьшить ширину реза, увеличить равномерность и скорость резки. На Рис. 68 представлено схематическое сравнение традиционного метода лазерной резки и метода использующего филаментацию (формирование нитевидной микромодификации) фс лазерных импульсов. При использовании традиционного метода, лазерное излучение фокусируется в объем материала, нагревает его, образуя зону расплава, при этом на поверхность вылетают осколки (фрагменты), а в материале возможно образование трещин. С использованием данного метода сложно добиться ширины реза менее 100 мкм.

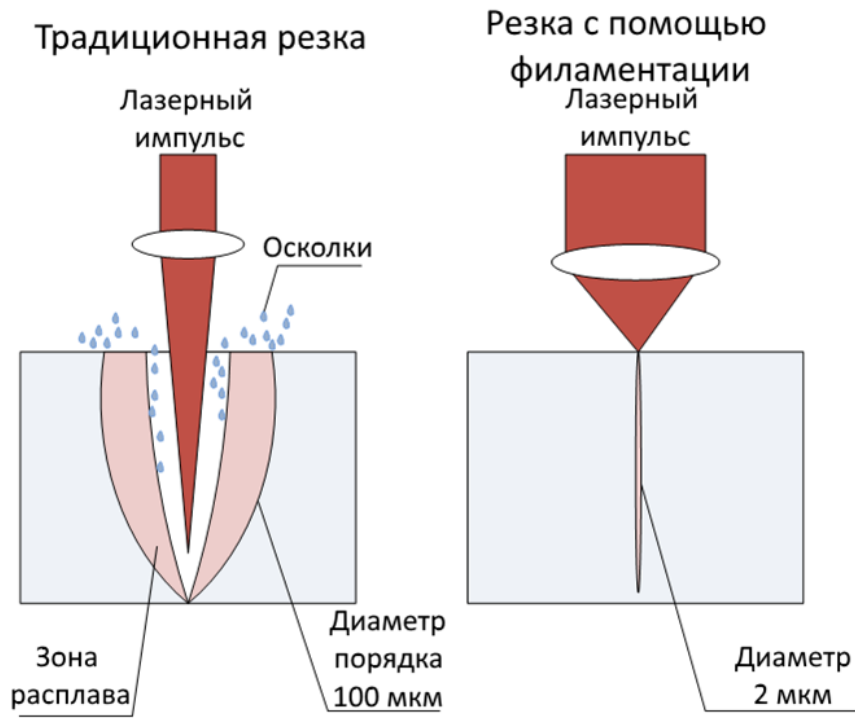


Рис. 68. Сравнение традиционного метода резки и метода, использующего филаментацию лазерного излучения.

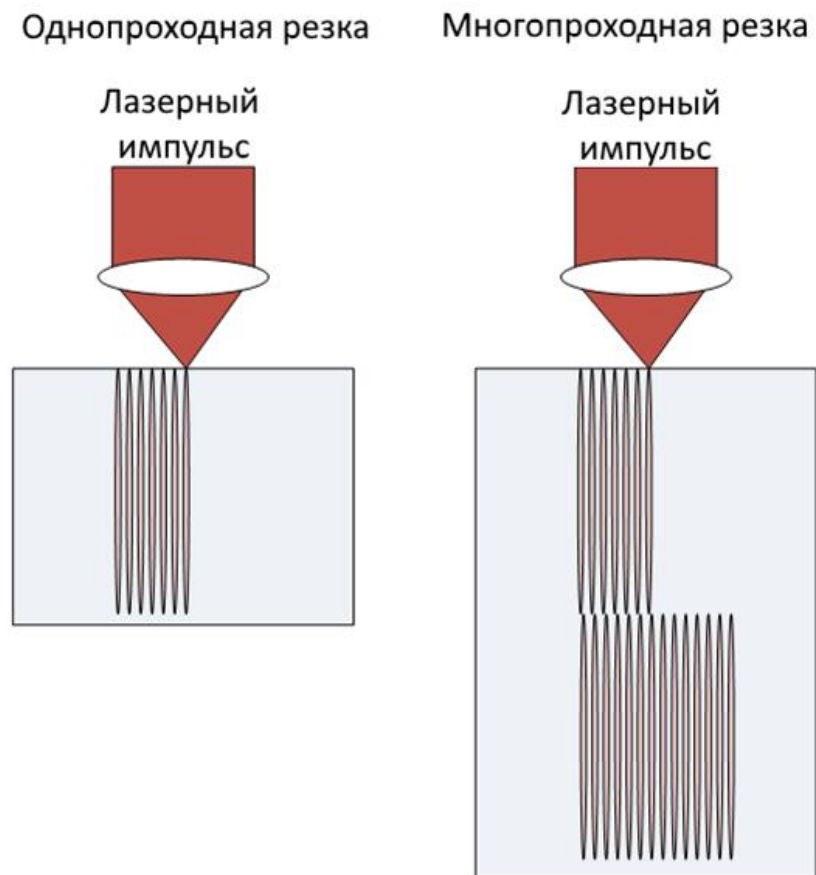


Рис. 69. Резка прозрачных материалов различной толщины фс лазерами за один и несколько проходов сканирования.

Использование продольной интерфейсной сферической аберрации (ИСА), возникающей на границе двух сред, позволяет формировать пятна фокусировки диаметром менее 2 мкм, а также удлинить область максимальной концентрации энергии, которая может значительно (в десятки раз) превосходить длину фокальной перетяжки, образующейся в воздухе. Сканируя материал с помощью удлиненной фокальной перетяжки можно формировать прецизионный рез. В этом случае ширина реза постоянна по глубине и не превышает 5 мкм, а отсутствие HAZ при фс обработке позволяет добиться отсутствия тепловых повреждений. Трещины и загрязнение поверхности в этом случае отсутствуют. За один или несколько проходов сканирования по данной методике можно разрезать прозрачные материалы различной толщины (Рис. 69).

Кроме этого разработанная методика позволяет управлять глубиной резки с помощью изменения энергии импульса (см. Рис. 22). Таким образом можно прецизионно селективно разрезать определенные слои многослойных материалов

6.3.1. Прецизионная резка полимерных, кристаллических и стеклянных материалов лазерами ультракоротких импульсов.

В случае резки материалов с перекрытием пятен фокусировки на уровне, не превышающем 10 %, поверхность реза представляет собой набор вытянутых микромодификаций, расположенных вплотную друг к другу по всей поверхности реза. На Рис. 70 - 73 представлены фотографии реза различных прозрачных материалов, резы созданы за несколько проходов сканирования. Данные фотографии дополнительно подтверждают корректность сделанных в ходе исследований выводов, и показывают практическую значимость полученных результатов. На Рис. 70 показан разрез пластины поликарбоната, толщиной 3 мм а) и вид поверхности реза после разделения б). Разрезание проводилось по следующей методике: излучение фокусировалось на выходную поверхность образца, после чего производилось сканирование образца по одной координате. В результате этого в объеме образовывалась гребенка микромодификаций длиной порядка 200 мкм и диаметром 4 мкм. Расстояние между ними составляло порядка 1 мкм. После этого фокус объектива смещался навстречу входной поверхности на длину микромодификации и сканирование повторялось. Выполнение данной процедуры по всей толщине образца позволяло за несколько проходов получить рез шириной 4 мкм (Рис. 71). После разделения образца на части шероховатость поверхности реза составила $Rz \leq 1,5$ мкм.

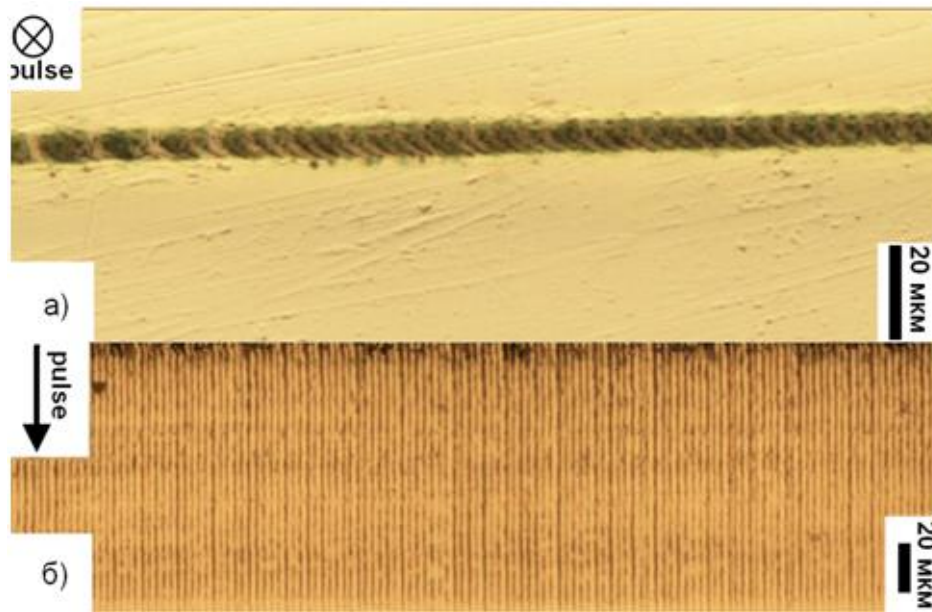


Рис. 70. Микрофотографии реза $E_{и}=10$ мкДж, $NA=0.545$, $V_{ск}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, поликарбонат, толщина 3 мм.

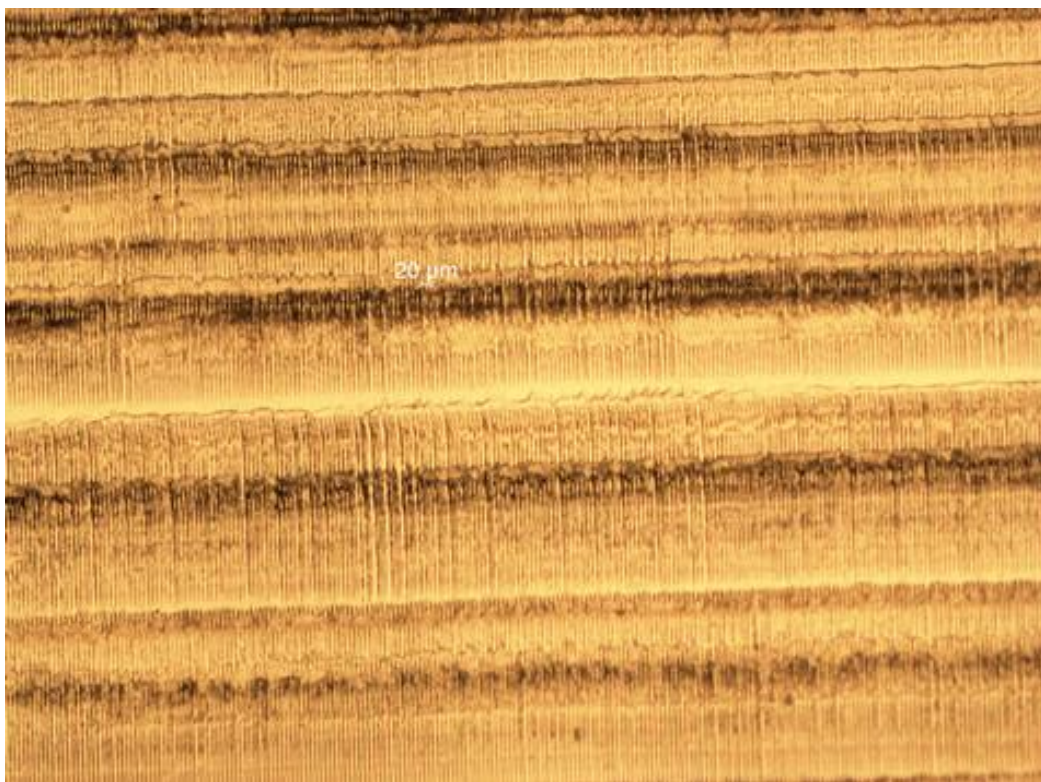


Рис. 71. Фотография поверхности реза. Многопроходная резка. РС. $E_{имп}=10$ мкДж, перекрытие 5%, $N.A.=0.545$

По этой же методике были разрезаны образцы из кварцевого оптического стекла КУ-1 (Рис. 72) и из ВК7 (Рис. 73) с толщинами 930 и 1030 мкм соответственно. Шероховатость поверхности составила $Rz \leq 2,5$ мкм. Наиболее качественный рез создается при параметрах установки, когда не возникает «циклического» режима разрушения, описанного в Главе 4. Отличие показателя преломления материалов предполагает различные параметры обработки такие как: энергия

импульса, частота следования импульсов, скорость сканирования, система фокусировки и т. д.

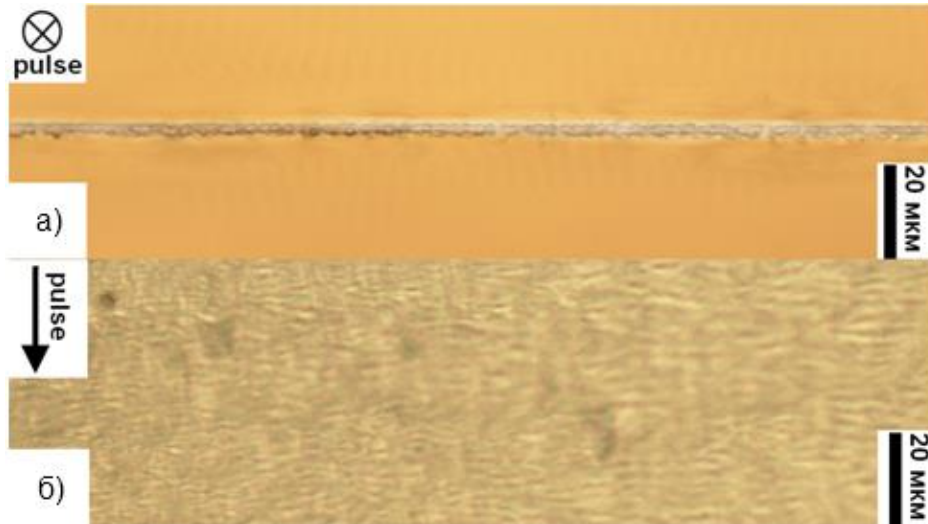


Рис. 72. Микрофотографии реза $E_{и}=10$ мкДж, $NA=0.545$, $V_{ск}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, BK7, толщина 1,03 мм.

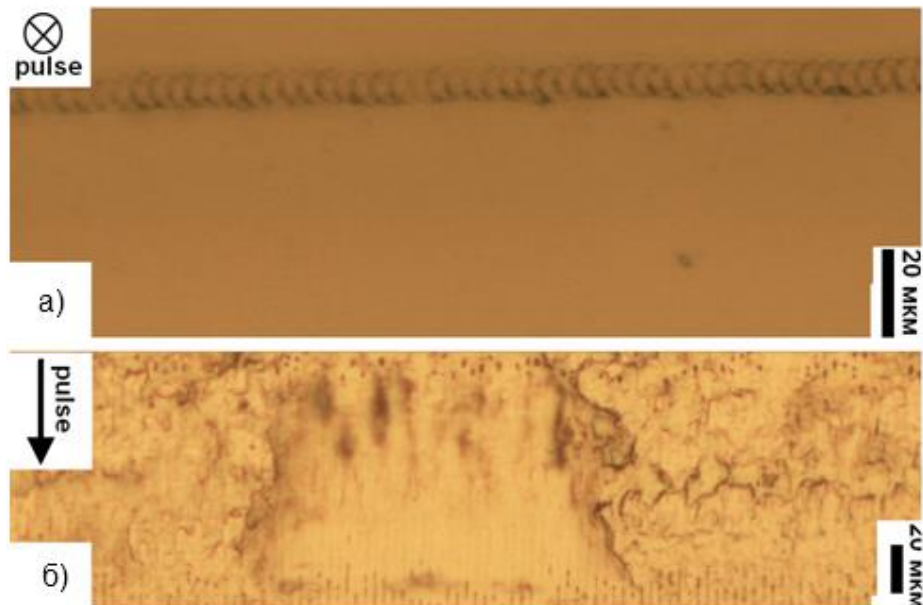


Рис. 73. Микрофотографии реза $E_{и}=10$ мкДж, $NA=0.545$, $V_{ск}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, KY-1, толщина 0,93 мм.

Улучшения качества реза можно добиться, подобрав оптимальные параметры установки для каждого материала. Так по описанной технологии была разрезана полимерная интраокулярная линза из гидрофильного полимера на основе РММА - Contamac Contaflex . После создания криволинейного реза линза была успешно извлечена Рис. 74. Поверхность реза можно оценить по Рис. 75. В отличие от стандартных методов, где одним импульсом разрушается объем размером $1 \div 2$ мкм², в данном случае разрушение имеет вид нити с диаметром $1 \div 2$ мкм и длиной до 200 мкм.

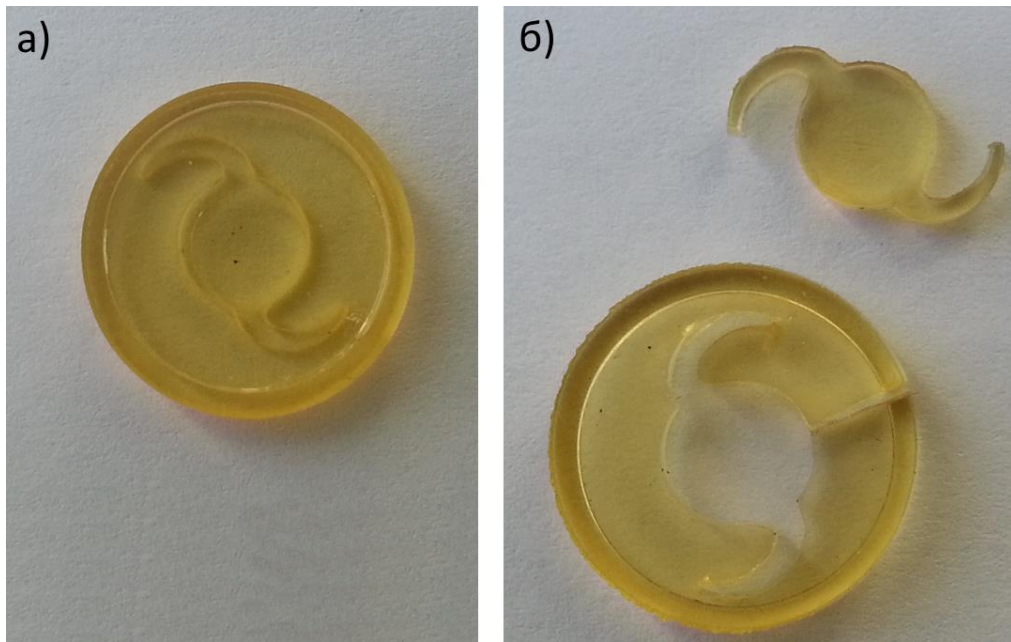


Рис. 74. Фотография реза. Многопроходная резка. Contamac Contaflex. $E_{\text{имп}}=10$ мкДж, $V_{\text{ск}}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, $N.A.=0.39$. а) линза до отделения; б) линза после отделения.



Рис. 75. Фотография поверхности реза. Многопроходная резка. Contamac Contaflex. $E_{\text{имп}}=10$ мкДж, $V_{\text{ск}}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, $N.A.=0.39$.

При использовании сферической линзы с сильными сферическими aberrациями в режиме формирования высокоаспектной модификации (см. Рис. 55), за один проход формируется рез шириной 2 мкм, шероховатость поверхности при этом 1 мкм. На Рис. 76 представлена фотография поверхности реза, который был создан при сканировании фс импульсами с частотой 200 Гц и скоростью сканирования 800 мкм/с. Энергия импульсов составляла 150 мкДж. При

использовании данной конфигурации и высоких энергий фс лазерных импульсов возможно производить резку прозрачных материалов толщиной более 1 мм за один проход сканирования.

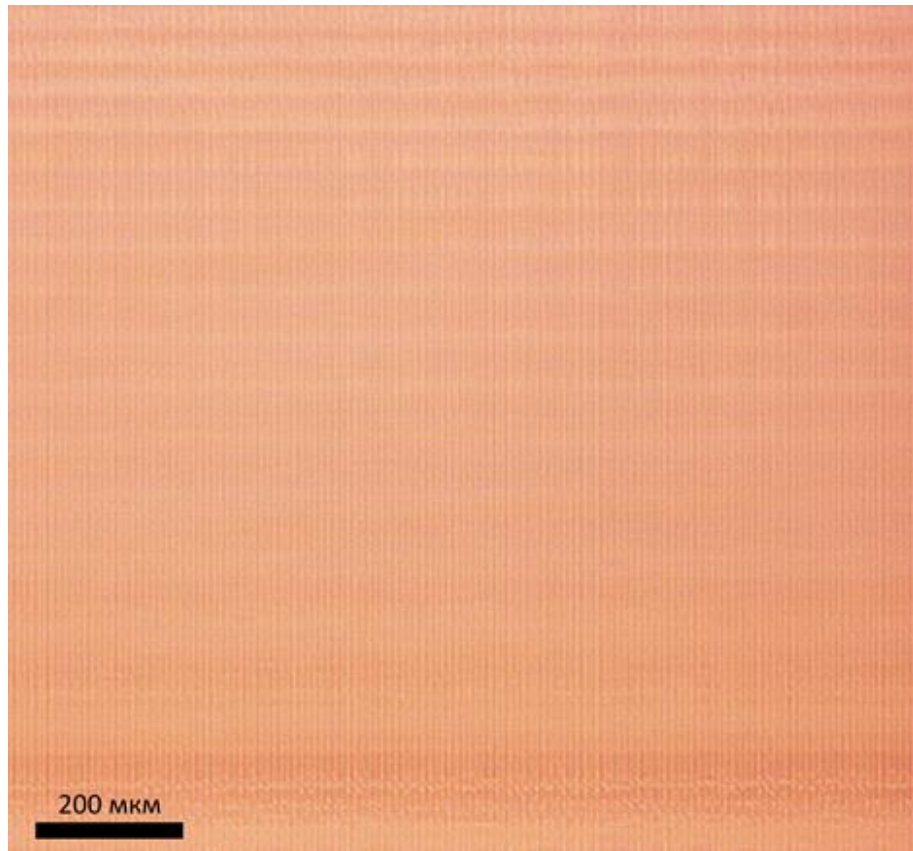


Рис. 76. Фотография микроструктур в РС. Однопроходная резка. $E_{\text{имп}}=150$ мкДж, $V_{\text{ск}}=800$ мкм/сек, $f=200$ Гц, $f_d=3$ мм, $N.A.=0.58$

6.4. Прецизионная резка полимерных коронарных стентов лазерами ультракоротких импульсов.

6.4.1. Актуальность использования фс лазерной резки.

Биомедицинские технологии, развитие которых связано непосредственно со здоровьем человека - наиболее динамично развивающаяся область, использующая фемтосекундные лазеры. Операции в области глазной микрохирургии, такие как удаление катаракты и коррекция кривизны роговицы, в настоящее время, невозможно представить без использования такого прецизионного инструмента как фемтосекундный лазер. Еще одной важной задачей биомедицинских технологий является создание коронарных стентов для лечения болезней коронарных артерий. Стент - это трубка из металлической или полимерной сетки, которая располагается в пораженной коронарной артерии для того, чтобы обеспечить плавную циркуляцию крови [220]. Первый эндоваскулярный стент был создан в 1964 году [221]. Через 20 лет в 1986 году была проведена первая имплантация стента в пациента [222]. Методы производства стентов включают электроэрозионную обработку, плетение, вязание, сварку,

фотохимическое травление и лазерную резку. Первый стент, вырезанный лазером, одобренный для клинической практики появился 1994 году в США [223]. За последнее десятилетие методом лазерной резки трубчатых материалов было создано большое количество коммерческих коронарных стентов [224].

Экономические преимущества и хорошее качество продукции привели к быстрому развитию технологии лазерной резки коронарных стентов. Первые технологические установки для резки стентов использовали лазеры на основе Nd:YAG с ламповой накачкой, длительность импульса в этом случае составляла несколько миллисекунд. С тех пор лазерная техника сделала значительный скачок, а производство все более миниатюрных устройств требует все более прецизионных инструментов. Это привело к использованию лазеров ультракоротких импульсов в различных областях науки техники, в том числе и в резке стентов.

В тоже время, остается большое количество задач в резке стентов. Неоднородность геометрии стента может привести к плохому раскрытию стента при его имплантации пациенту. Тепловые искажения, которые могут быть созданы зоной теплового воздействия (heat affected zone-HAZ), приводят к появлению трещин при раскрытии стента вследствие увеличения хрупкости материала. Хорошее качество поверхностей стента также необходимо, однако этого можно достичь с помощью дополнительной обработки. К примеру, широко используются химическое травление, электрополировка и другие процессы.

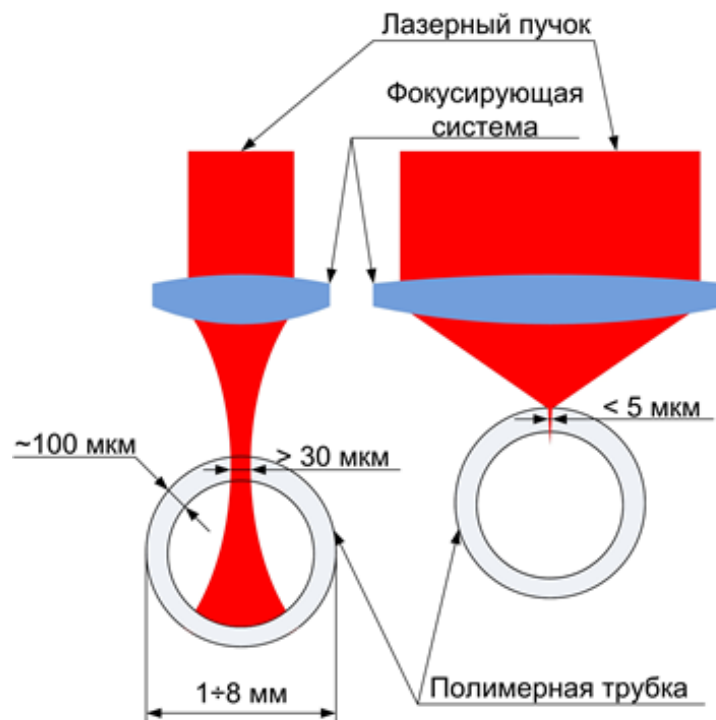


Рис. 77. Схема резки полимерных коронарных стентов при помощи фс лазеров. Левая часть – фокусировка объективом с малой NA, правая часть - фокусировка объективом с большой NA.

Новым, быстро развивающимся направлением в коронарной имплантации, является замена используемых в производстве стентов металлических материалов на биоразлагаемые полимерные. Использование биodeградируемых материалов позволяет снизить риск рестеноза и при необходимости установить новый стент без удаления старого. Полимерные материалы, используемые для создания стентов, имеют желательные характеристики металла (например, достаточную радиальную устойчивость к деформации и рентгеноконтрастность), одновременно устраняя или избегая многих недостатков и ограничений, связанных с использованием постоянных металлических стентов.

При лазерной резке полимерных стентов возникают нежелательные эффекты, связанные с меньшей, по сравнению с металлом, теплопроводностью полимерного материала (проплавление окружающих линию реза областей полимера). Такие эффекты сильно влияют на геометрию, а, следовательно, и на функциональность стента. Использование полимерных материалов налагает дополнительные требования на качество стентов сразу после резки, так как большинство используемых процессов в постобработке металлических стентов в данном случае неприменимы. Использование фемтосекундного лазера позволяет получить рез высокого качества, без области теплового воздействия, расплава и выброса материала.

Применительно к резке полимерных коронарных стентов резка с помощью фс импульсов и полученных ранее результатов имеет следующие преимущества: ширина реза постоянна по глубине и не превышает 5 мкм, высокая скорость, шероховатость поверхности менее 2 мкм, снижение энергетических требований к лазерному источнику, отсутствует возможность повреждения задней стенки стента при обработке (Рис. 77).

6.4.2. Модификация экспериментальной установки для резки полимерных коронарных стентов.

Для резки полимерных коронарных стентов, экспериментальная установка была незначительно модифицирована (Рис. 78). Трубка устанавливалась на ротационный транслятор (1 об/мин), который в свою очередь устанавливался на линейный транслятор (40 мм/сек). В поворотном трансляторе трубка зажималась с помощью цангового разъема, и вставлялась в направляющую, которая представляла собой цилиндр с отверстием, совпадающим с диаметром трубки. Это позволяло находиться трубке в фокусе лазерного излучения с хорошей точностью в течение всей процедуры резки. В данных экспериментах были использованы материалы на основе полилактида (PLLA) производителя ZEUS.

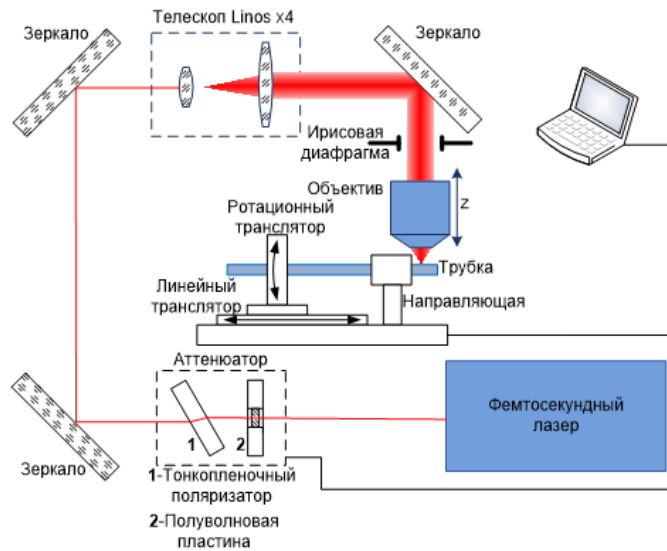


Рис. 78. Схема экспериментальной установки для резки полимерных коронарных стентов.

6.4.3. Особенности резки PLLA трубок – заготовок полимерных стентов.

На первом этапе было проведено исследование особенностей резки листа PLLA толщиной 80 мкм. На Рис. 79 изображен график зависимости режима резки от расстояния между импульсами и частоты следования импульсов ($E_{\text{имп}}=10$ мкДж, OneFive Origami XP). При данной энергии и при использовании объектива Leitz Wetzlar $NA=0.6$, а также пластины РС толщиной 3 мм (для создания удлиненной области взаимодействия), достигается максимальная прорезаемая толщина (> 200 мкм). Расчёт длины области взаимодействия сделан без учета ИСА в PLLA. Эксперименты подтвердили наличие трех возможных исходов резки – рез без тепловых повреждений (нет HAZ), рез с тепловыми повреждениями (HAZ) и не стабильный или не сквозной рез (см. Рис. 79).

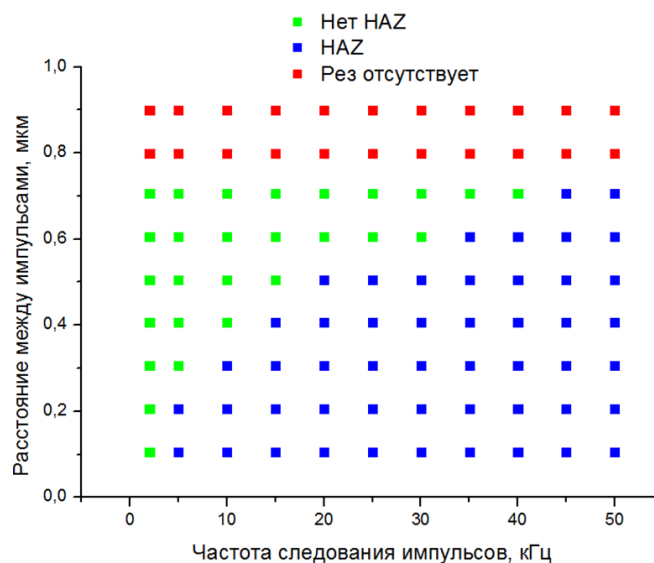


Рис. 79. Зависимость режима резки стента от частоты и расстояния между импульсами.

Максимальной стабильной скорости резания 20 мм/с возможно добиться при частоте

следования 30 кГц и расстоянии между пятнами фокусировки в диапазоне от 0,6 до 0,8 мкм. Полученные результаты весьма сильно отличаются от данных полученных в статье [225], в которой наилучшим результатом являлась скорость резки 4 мм/с при энергии импульса 36 мкДж.

Вторым этапом было проведение экспериментов по фигурной резке полимерных стентов. Экструзия PLLA приводит к изменению его прозрачности из-за появления областей напряжения. Вследствие этого значительная часть излучения рассеивается, что приводит к повышенному порогу разрушения. Для снижения влияния этого факта, в случае резки трубчатых заготовок, был использован лазер RYF-10/35 с частотой следования импульсов 2 кГц, при энергии 20 мкДж, скорость движения поверхности образца относительно лазерного пучка 0,8 мм/сек, фокусирующий объектив Special Optics, NA=0.39. Для создания дополнительного удлинения области взаимодействия (>100 мкм) также, как и в предыдущем случае была использована пластина РС толщиной 3 мм, расположенная непосредственно после объектива. На Рис. 80 показан полимерный стент разрезанный по спирали с обрезкой края в виде зигзага. Скорость резки хорошо масштабируется, подобный результат получен с использованием лазера OneFive Origami XP при скорости 4 мм/сек.

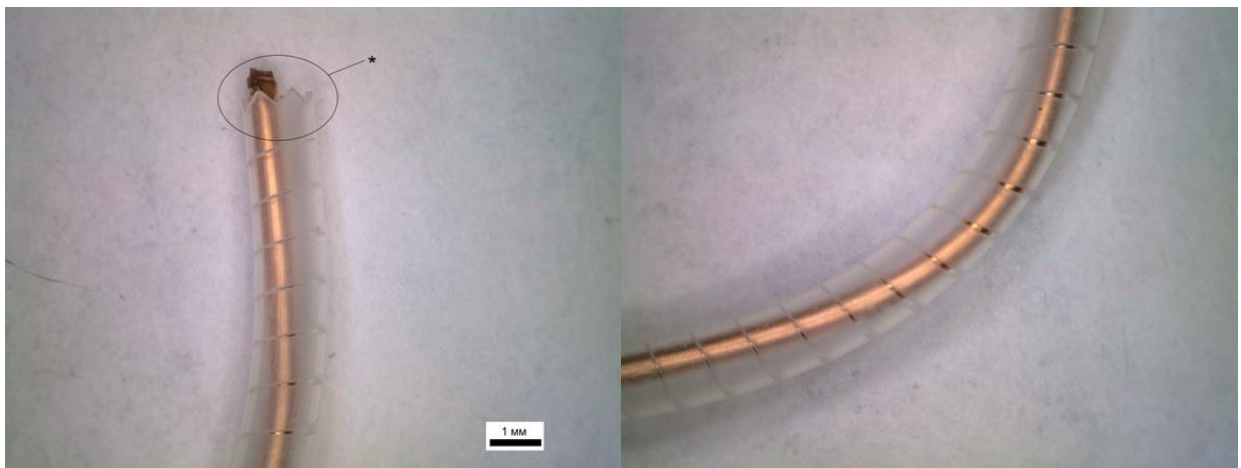


Рис. 80. Общий вид стента разрезанного по спирали с обрезанием краев в виде зигзага*.

На Рис. 81 представлены фотографии поверхности реза. Видна хорошая равномерность и сохранение качества реза при изменении направления.

Существующие установки для резки полимерных стентов используют технологию, при которой используются фокусирующие системы с небольшой числовой апертурой, это позволяет создать длинную перетяжку с диаметром 100 мкм. Использование фемтосекундного лазера и описанной выше методики позволяет резать стенты с хорошим качеством и отсутствием тепловых эффектов, ширина реза при этом составляет более 30 мкм.

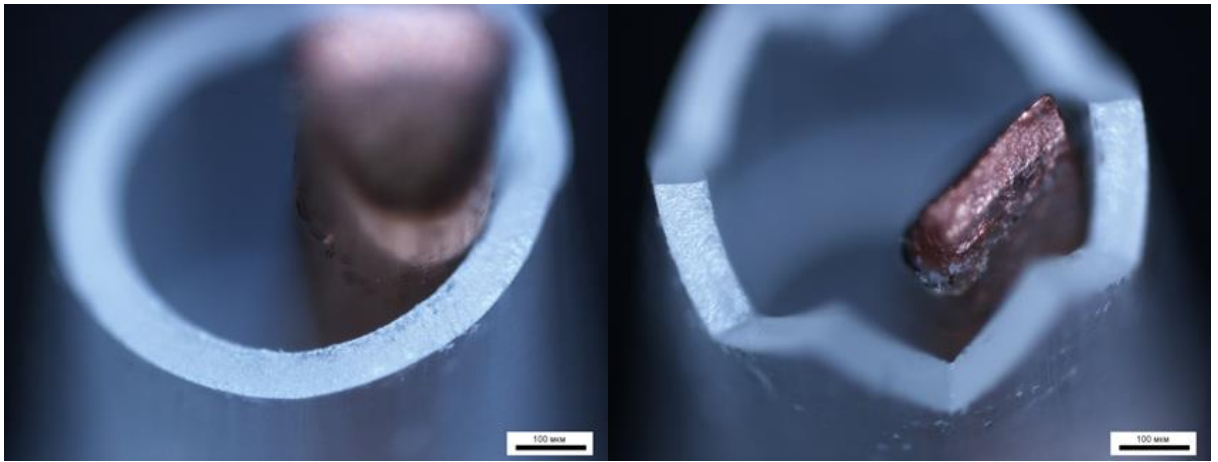


Рис. 81. Качество поверхности реза с хорошей равномерностью.

Предложенная нами технология, учитывающая ИСА, значительно отличается от используемых. Как показали эксперименты, при использовании данной технологии ширина реза составляет менее 5 микрон, порог резки до трех раз ниже, чем в случае использования линз с малой числовой апертурой, ширина реза постоянна по всей глубине.

Дальнейшее совершенствование технологии, добавление устройства прокачки воды через трубку и системы прокачки газа под давлением через область реза и установка более производительных и прецизионных трансляторов позволит увеличить скорость резки без потери качества.

6.4.4. Выводы.

Разработана технология резки полимерных коронарных стентов, использующая эффект удлинения области взаимодействия фс импульсов с материалом, возникающую из-за интерфейсной сферической аберрации. Определено, что при частоте следования импульсов до 40 кГц возможна резка PLLA без возникновения тепловых эффектов и расплава. Разрезана трубка из PLLA, скорость резки составила 0,8 мм, ширина реза постоянна и равна 2 мкм. Установлено, что порог для сквозной резки в три раза ниже, чем в используемых на данный момент коммерческих системах.

6.5. Особенности прецизионной резки полиимидной пленки (каптон) с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, для применения в области гибкой электроники.

Развитие гибкой электроники является одним из главных приоритетов современной полупроводниковой индустрии. Возможности создания транзисторов из аморфных оксидов на основе прочных полимерных материалов открывает широкие возможности по применению гибкой электроники. В частности, RFID меток, гибких дисплеев и интегральных схем [226–229]. Наиболее перспективной технологией создания гибких полупроводниковых чипов и

интегральных схем является способ, при котором на поверхности полиимидной пленки ламинированной на поверхности оптического стекла (motherglass) формируются тонкопленочные IGZO (indium–gallium–zinc oxide) транзисторы [230–232]. Фотография гибких чипов, сформированных на стеклянной основе диаметром 150 мм, показана на Рис. 82.

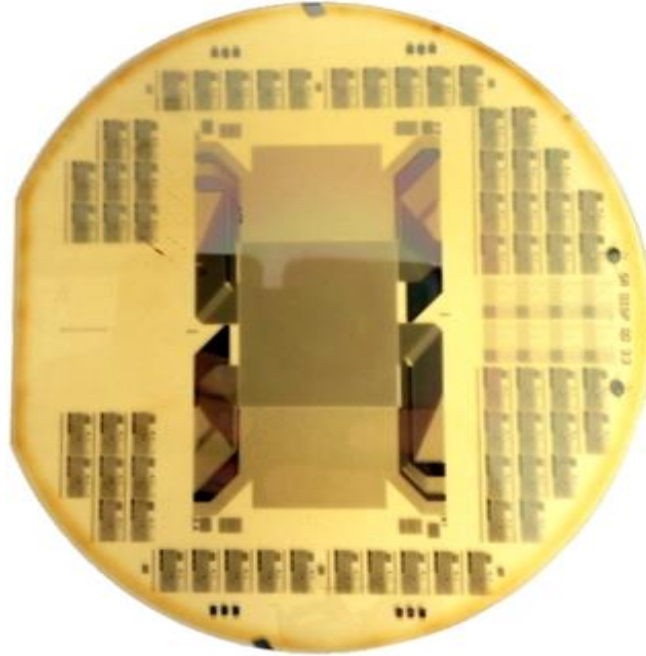


Рис. 82. Фотография гибких чипов на стеклянной основе диаметром 150 мм.

Одной из технологических задач при разработке устройств на основе гибкой электроники является резка полиимидной пленки-носителя на отдельные чипы после их формирования (Рис. 83). Важной особенностью является требование отсутствия повреждений стеклянной основы, так как она используется повторно.

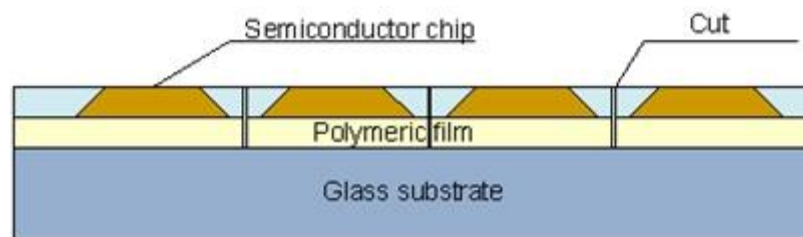


Рис. 83. Схема ламинированных слоев на стеклянной основе.

Использование традиционных методов невозможно из-за ряда технических проблем и недостатков. Так механическая резка может приводить к созданию заусенцев, повреждению стеклянной основы, невозможности вырезания сложных фигур. Кроме этого использование механических средств подразумевает наличие расходных материалов, таких как высокоточные и прочные лезвия.

Во многих случаях лазерные технологии не имеют аналогов, так как с помощью лазерного

излучения возможно получить технические и экономические результаты, которых нельзя достичь другими технологическими средствами. Технология прецизионной лазерной резки успешно применяется для резки полимеров. Однако, стандартные методы лазерной резки могут быть не применимы к резке гибкой электроники. Так использование CO_2 лазера с длиной волны 10,6 мкм, которая весьма сильно поглощается многими полимерами, приводит к серьезным тепловым повреждениям полиимидной пленки, а также к оплавлению стеклянной подложки, что делает невозможным ее повторное использование. Кроме этого, длина волны 10,6 мкм накладывает серьезные ограничения на фокусировку излучения, и как следствие, на ширину реза. Использование лазеров с другими длинами волн требуют фокусировки значительных мощностей, что негативно сказывается на форме реза и приводит к тепловому повреждению стеклянной поверхности.

Решением проблемы вырезания полимерных чипов является использование лазеров ультракоротких импульсов. Отсутствие области теплового воздействия из-за короткой длительности импульсов, высокая локализация лазерного воздействия из-за многофотонного поглощения, высокие частоты следования импульсов позволяют эффективно использовать фемтосекундные лазеры для резки полимерной пленки, избегая при этом большинства недостатков других технологий.

Вследствие малой длительности импульса и сильной нелинейности поглощения света, оптическое возбуждение электронной подсистемы прекращается до того, как энергия электронов передастся решетке, тем самым локализуя разрушение без повреждений микрообласти, прилегающей к зоне воздействия фс импульса [28,233–235], что весьма важно в применениях, требующих повышенной точности обработки. Дополнительным преимуществом использования фемтосекундных лазеров является возможность резки с использованием удлиненной лазерной перетяжки [111]. В этом случае, возможно снижение энергетических требований к лазерному источнику, уменьшение ширины реза и увеличение производительности.

Целью данного исследования являлось определение возможности прецизионной резки полиимидной пленки, на поверхности которой сформированы полупроводниковые интегральные схемы, без повреждения стеклянной основы.

Наши эксперименты показали, что резка полиимидной пленки - носителя может быть успешно выполнена фемтосекундными лазерами без повреждения стеклянной основы, но имеет существенные особенности. Использование двух фс лазеров с различными частотно-энергетическими характеристиками показало наличие двух принципиально разных режимов резки пленки. Режим I связан преимущественно с прямой абляцией пленки, а режим II связан с фотохимическим преобразованием полиимидной пленки в пористый графит.

6.5.1. Резка полиимидной пленки в режиме I.

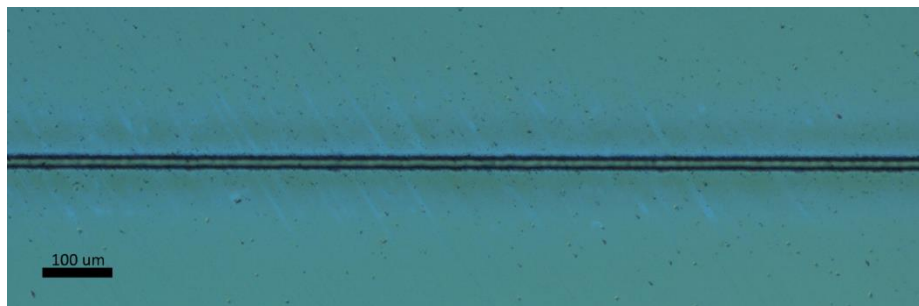


Рис. 84. Фотографии реза. Абляционный режим. $E_{\text{имп}}=2$ мкДж, $NA=0.39$, скорость сканирования 3 мм/сек.

При использовании первого лазерного источника с энергией импульсов уменьшенной до 2 мкДж, реализуется режим I, связанный с прямой лазерной абляцией материала, при котором материал выносится из зоны воздействия фемтосекундных лазерных импульсов (Рис. 84, Рис. 85). Основная часть материала удаляется в процессе абляции, наблюдается незначительное загрязнение окружающей рез поверхности. Также стоит отметить наличие слоя графита (сажи) на краях реза. Оплавления окружающей рез области не наблюдается. Были использованы следующие параметры экспериментов - скорость сканирования 3 мм/сек., лазерные импульсы фокусировались под поверхность пленки на глубине 40 мкм. Все представленные в данном разделе фотографии сделаны до отделения пленки от стеклянной подложки.



Рис. 85. Фотография реза между чипами. Абляционный режим. $E_{\text{имп}}=2$ мкДж, $NA=0.39$, скорость сканирования 3 мм/сек.

6.5.2. Резка полиимидной пленки в режиме II.

Принципиально другой режим (Режим II) резки реализуется при использовании фс лазера с высокой частотой следования импульсов (2 МГц) и энергией <120 нДж, при котором область воздействия фс импульсов претерпевает фотохимические преобразования (Рис. 86). Происходят фотохимические преобразования полиимидной пленки – в области воздействия фс импульсов образуется «сажа». Данная сажа является весьма хрупкой и легко удаляется при механическом воздействии или смывании. Фотографии выполнены до отделения пленки от стеклянной

подложки (Рис. 86). Фотохимический режим резки может быть успешно применен для резки полиимидной основы в гибкой электронике без повреждения стеклянной основы, так как энергия лазерных импульсов находится ниже порога пробоя стекла. На Рис. 87 представлен фрагмент вырезанной пленки отделенный от подложки с помощью механического отслаивания. Фотографии разрезанной пленки в режиме II до отделения представлен на Рис. 88.

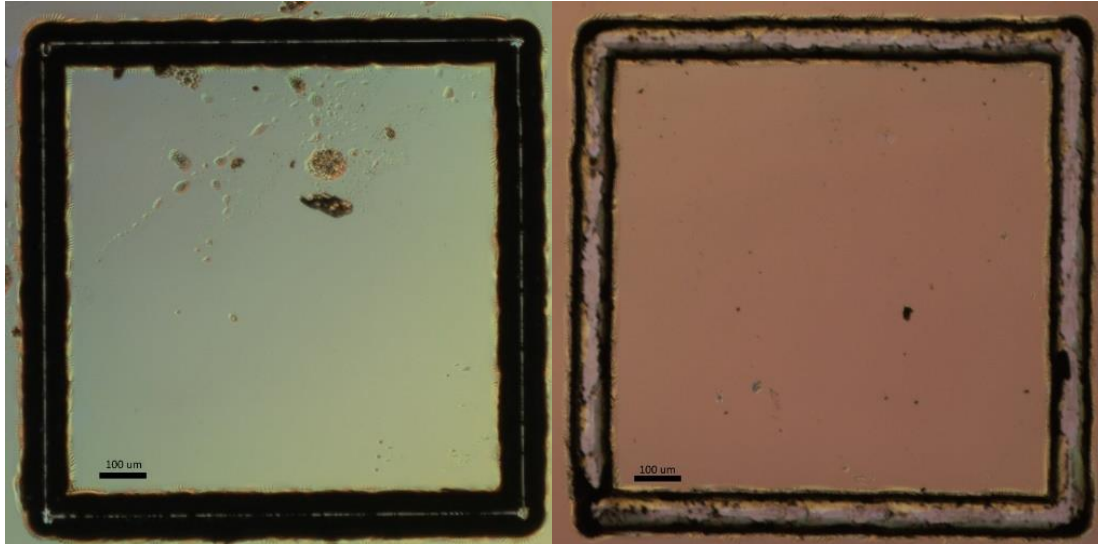


Рис. 86. Фотографии реза непосредственно после лазерного воздействия и после механического воздействия на графитизированную область. Рез выполнен при использовании фс лазера с частотой 2 МГц и $E_{\text{имп}}=120$ нДж. Скорость 5 мм/сек.

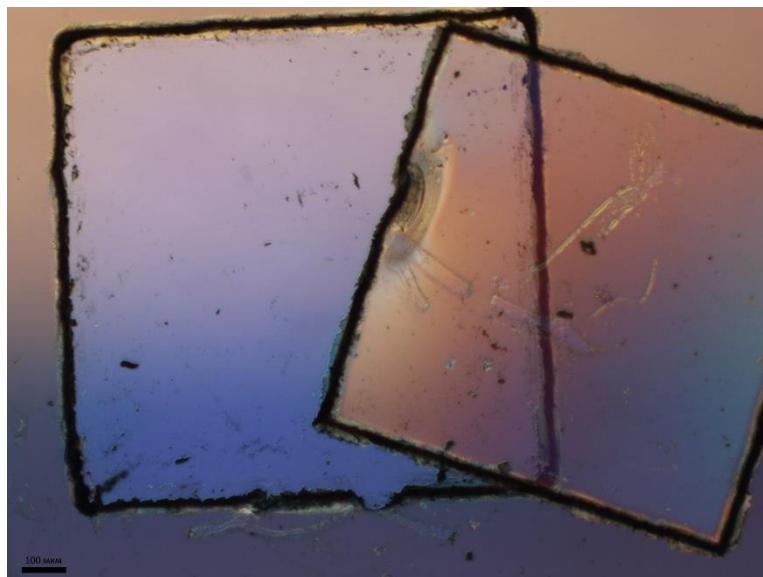


Рис. 87. Фотография отделенного после механической очистки фрагмента пленки. Рез выполнен при использовании фс лазера с частотой 2 МГц и $E_{\text{имп}}=120$ нДж.

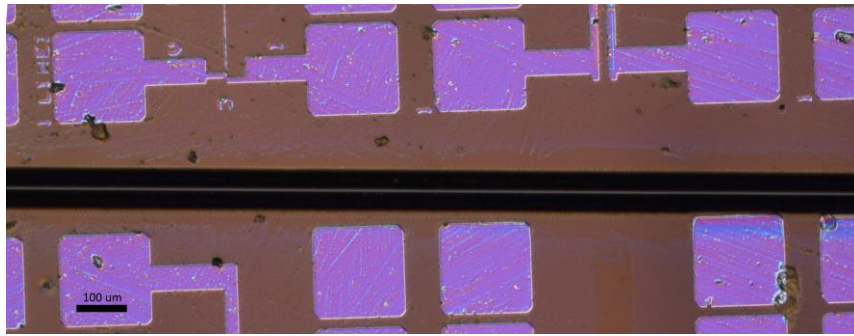


Рис. 88. Фотография реза между чипами. Фотохимический режим. Частота 2 МГц и $E_{\text{имп}}=120$ нДж. Скорость 15 мм/сек.

6.5.3. Сравнение режимов лазерной резки полиимидной пленки.

Воздействие лазерного излучения, как и воздействие высоких температур на полимерные материалы, может приводить как к фотохимическому преобразованию в аморфный пористый углерод [28,233–239], и как следствие, к изменению оптических, электрических и некоторых других свойств полиимидных пленок, так и к непосредственной абляции материала.

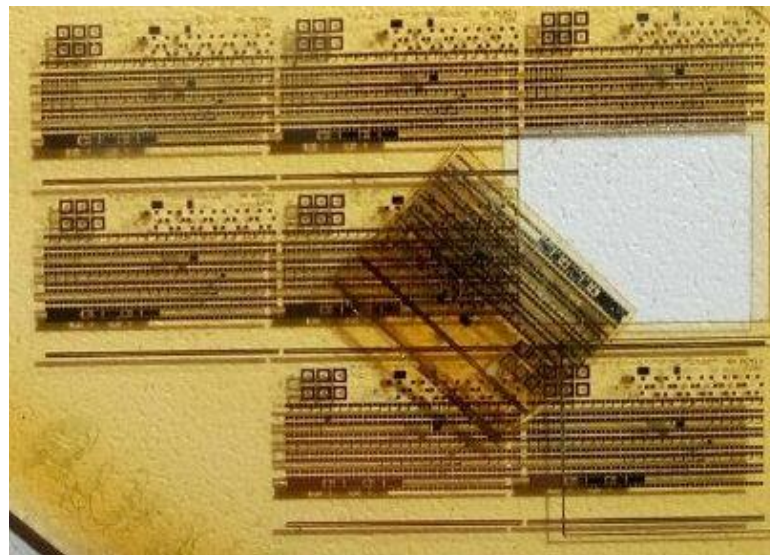


Рис. 89. Фотография вырезанного и отделённого от подложки чипа.

При резке в режиме I, который связан с прямой абляцией, возможно достичь равномерного реза с резкими краями. В проведенных экспериментах степень перекрытия между соседними фокальными пятнами в процессе сканирования составила 25%. Использование фокусирующего объектива с $NA=0.39$ позволило достичь ширины реза 20 мкм. Сравнительно высокие энергии импульсов оставляют значительную вероятность для повреждения стеклянной подложки без точной фокусировки излучения в нужную область. В ходе экспериментов наблюдалось повреждение поверхности или изменение показателя преломления стекла при фокусировке импульсов на глубину, превышающую 70 мкм.

С использованием режима "абляционной" резки, при типичном волоконном

фемтосекундном лазере (1 МГц, 2 мкДж, 350 фс), возможно добиться скорости резки порядка 250 мм/сек. При использовании более производительного лазера, скорость возможно увеличить при условии, что не будет сильного влияния тепловых эффектов. Проведение дополнительных исследований по подбору оптимальных параметров сканирования, наряду с оптимизацией оптической системы позволит уменьшить ширину реза, улучшить его качество и повысить производительность.

Режим II имеет свои особенности. Низкие энергии импульсов, лежащие ниже порога повреждения стекла, не оставляют следов воздействия на стеклянной подложке в независимости от точности фокусировки. Данный режим резки реализуется в режиме теплового накопления, при котором от импульса к импульсу происходит повышение температуры в фокальной области, приводящее к фотохимическому разложению полиимидной пленки в условиях высоких температур; образующаяся при этом графитизированная субстанция обладает заметной электрической проводимостью. Удельная электрическая проводимость графитизированной линии, измеренная методом аналогичным предложенным в статье [28] составила порядка 10^4 См/м, что согласуется с данными по термической графитизации полиимидной пленки представленными в работе [240].

Возможное загрязнение поверхности продуктами распада является нежелательным эффектом. Также стоит отметить, что типичная ширина реза составляет порядка 100 мкм. Мы считаем, что столь высокая ширина реза обусловлена фотохимическими и тепловыми процессами в результате аккумуляции тепла. В тоже время, существует диапазон параметров, при которых можно достичь ширины реза менее 50 мкм и скорости резки равной 50 мм/сек (Рис. 88).

Прямая лазерная графитизация полиимидной пленки с помощью фс импульсов, также может найти свое применение. Например, в электронике и области терагерцовой оптики [240,241]. В работах [233–235] проведены исследования по прямому лазерному формированию графитизированных электропроводящих дорожек и гибких микроэлектронных компонентов на основе полиимидной пленки. В работе [28] предлагается использовать массивы электропроводящих структур, сформированных с помощью прямой фемтосекундной лазерной записи на поверхности полимеров, как метаматериалы и оптические элементы для терагерцового оптического диапазона.

6.5.4. Возможность фс лазерной резки с использованием ИСА.

Особым способом резки полиимидной пленки может стать способ использующий продольную интерфейсную сферическую aberrацию, предложенный и описанный в начале данной главы, в котором формируется «лазерное сверло» с диаметром 2 мкм и аспектным

соотношением более 100. Размещение лазерного сверла внутри прозрачного вещества, например, в объеме полиимидной пленки, при плотности энергии, превышающей порог разрушения, приводит к созданию цилиндрической полости за один фс лазерный импульс. Объемное перекрытие цилиндрических полостей, созданных по данной методике позволит создать постоянный по ширине рез.

Сформировать сильно вытянутую микромодификацию в тонкой пленке непосредственно не представляется возможным из-за ее малой толщины, поэтому для создания микромодификации достаточной длины Δ необходимо ее размещение за тыльной поверхностью пластины из прозрачного диэлектрика соответствующей толщины L , как показано в разделе 6.1.

В нашем случае, так как полиимидная пленка ламинирована на стекло (см. Рис. 82), толщина которого достаточна для создания микромодификации, длиной, превышающей толщину пленки, то фокусировка фемтосекундных лазерных импульсов может быть произведена через стекло непосредственно на полимерную пленку. В результате воздействия фс импульсов должен сформироваться рез шириной менее 5 мкм, а стеклянная основа останется без повреждений.

6.5.5. Выводы.

Использование двух фс лазеров с различными энергетическо-частотными характеристиками показало существование двух принципиально разных режимов резки полиимидной пленки связанных как с прямой лазерной абляцией (режим I), так и с фотохимическими преобразованиями (режим II). Оба способа имеют свои преимущества и недостатки. Достоинствами режима I являются хорошее качество реза, отсутствие сильных загрязнений и возможность изменения ширины реза. В то же время существует и ряд недостатков, а именно возможность повреждения подложки при неточной фокусировке, необходимость высокоэнергетичного источника излучения.

Достоинствами режима II являются простота технологии, низкие энергетические требования к лазерному источнику, высокая производительность, отсутствие возможности повреждения подложки. Недостатками - распад пленки и загрязнение поверхности.

Использование ИСА лазерного излучения также способно дать хороший результат в области резки полиимидной пленки.

6.6. Внутриобъемная микрообработка прозрачных материалов фс лазерами.

Полученные в ходе исследований экспериментальные результаты указывают на ряд их возможных применений в области трехмерной микрообработки прозрачных материалов. Возможность контроля пространственных характеристик формируемых микроструктур в

широком диапазоне обрабатываемых глубин может позволить формировать трехмерные жидкостные, фоновые приборы, а также электропроводящие схемы. В частности, в ходе работы были созданы: графитизированные микромодификации (электропроводность $\sigma \approx 1$ См/м) с высоким аспектным соотношением в одноимпульсном режиме, а также массивы таких микромодификаций (Рис. 90 а, б, в); протяженные волноводы (Рис. 35 г), и массивы из волноводных структур.

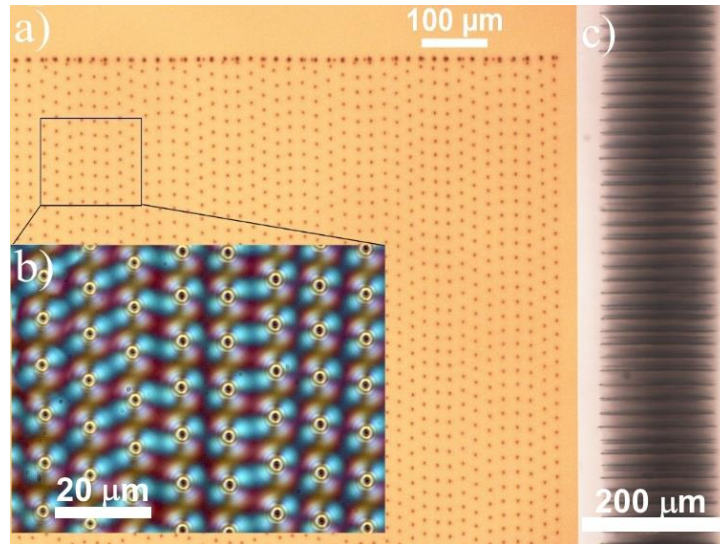


Рис. 90. Микрофотографии созданных фемтосекундным лазером структур в прозрачных диэлектриках. а) матрица разрушений, фотография в естественном свете; б) фотография фрагмента матрицы в скрещенных поляризаторах; в) вид матрицы сбоку.

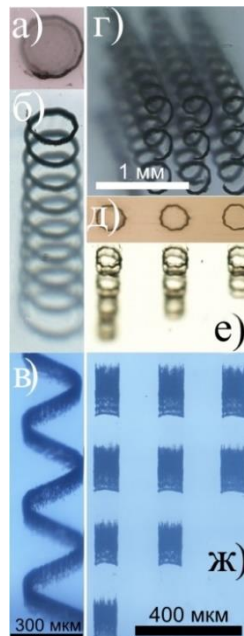


Рис. 91. Фотографии внутриобъемных микромодификаций в РС. а), б), в) графитизированная спираль, вид сверху, под углом 30 градусов и сбоку соответственно; г) матрица 3x3 из графитизированных спиралей; д), е), ж) графитизированные цилиндры, вид сверху, под углом 30 градусов и сбоку соответственно.

Данный метод позволяет создавать внутри образца структуры сложных пространственных конфигураций, например, спирали (Рис. 91 а, б, в) и цилиндры, а также матрицы из таких структур (Рис. 91 г, д, е, ж). Электропроводящие микроструктуры, формируемые в РС и некоторых других материалах и массивы таких структур, имеют свои резистивные, емкостные, индуктивные характеристики, что позволяет использовать описанный метод в технологии создания метаматериалов для терагерцового диапазона.

6.7. Выводы по главе 6.

Данная глава была посвящена дополнительной проверке и применению полученных в ходе исследований результатов. Разработаны методики прецизионной резки и перфорации прозрачных материалов с учетом особенностей формирования микроструктур с помощью фемтосекундных импульсов. Успешно продемонстрированы возможности однопроходной и многопроходной фемтосекундной лазерной резки прозрачных материалов различной толщины. Проведенные исследования по резке прозрачных материалов фемтосекундными лазерами показали значительные преимущества по сравнению с другими технологиями резки. Использование методики удлинения области фокусировки лазерного излучения по причине продольной интерфейсной сферической аберрации дополнительно расширяет возможности фемтосекундной лазерной резки и перфорации прозрачных материалов. Возможность резки диэлектриков различной толщины при постоянной ширине реза является хорошей альтернативой существующим технологиям лазерной резки.

Проведены успешные эксперименты по резке полимерных резорбируемых коронарных стентов. В ходе экспериментов по вырезанию гибких электронных чипов обнаружены два различных режима резки – абляционный и фотохимический. Дальнейшее совершенствование технологий лазерной резки с помощью методики удлинения области взаимодействия фс импульсов с материалами позволит достичь существенно улучшить качество и производительность резания.

Прецизионная контролируемая внутриобъемная микрообработка материалов без теплового воздействия с помощью фемтосекундных лазеров может быть успешно применена в различных областях техники и медицины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена экспериментальным исследованиям особенностей внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Измерены пороги возникновения световода в форме протяжённой нити и графитоподобной модификации окруженного оболочкой с измененным показателем преломления (Δn) при облучении поликарбоната одиночными фемтосекундными импульсами. В работе определены важные зависимости длины нитевидных структур, возникающих при фокусировании излучения одиночного фс импульса в объем образца, от энергии E_n , глубины фокусировки f_d , показателя преломления и N.A. объектива. Полученные зависимости позволяют полностью контролируемо формировать внутриобъемные микромодификации с заданными пространственными характеристиками в широком диапазоне глубин без смены фокусирующей оптики. Впервые обнаружен и исследован режим микромодификации сопровождающийся самоиндуцированным циклическим смещением области фокальной области, и как следствие, формирования наклонных периодических микроструктур в объеме прозрачных диэлектриков, при сканировании фемтосекундными импульсами со значительными перекрытиями пятен фокусировки.

Разработаны методики высокоэффективной прецизионной микрообработки прозрачных материалов фемтосекундными лазерами включая резку, перфорацию и сверление.

Основные научные результаты состоят в следующем:

1. Экспериментально показано наличие двух механизмов, формирующих линейную микромодификацию в объеме прозрачных диэлектриков перед геометрическим фокусом и за ним. В формировании области разрушения в объеме образца перед геометрическим фокусом определяющей является самофокусировка приосевых лучей, за геометрическим фокусом – возникающая при прохождении границы (интерфейса) воздух-образец интерфейсная сферическая аберрация (ИСА) периферийных лучей фокусируемого пучка.
2. При фокусировке фс импульсов объективами с $NA > 0.5$ влияние самофокусировки на пространственные характеристики области микромодификации незначительно по сравнению с влиянием ИСА. Максимальная длина микромодификации при фокусировке фс импульса объективами с $NA > 0.5$ строго ограничена, и зависит от текущей глубины фокусировки, числовой апертуры фокусирующей системы, показателя преломления среды, а также энергии лазерного импульса.
3. В экспериментах с прозрачными экранами и диафрагмами, позволяющими осуществлять оптические задержки τ_3 между аксиальными и периферийными лучами, определена количественная зависимость длины разрушений в предфокальной зоне от τ_3 , а также установлен факт, что результирующее воздействие на материал периферийных лучей может

приводить к блокировке воздействия аксиальных лучей и, как следствие, к укорочению областей разрушения в предфокальной зоне. Таким образом, внесение оптических задержек в периферийные лучи позволяет контролировать протекание процесса самофокусировки аксиальных лучей, и соответственно, формирование микромодификации в предфокальной зоне.

4. Установлено, что при облучении некоторых прозрачных материалов фс импульсами с перекрытием пятен фокусировки возможно возникновение нежелательного «циклического» режима микрообработки, сопровождающегося периодическим самоиндуцированным смещением области фокальной перетяжки вдоль оси распространения лазерного импульса ближе к фокусирующей системе и в исходное положение. Экспериментально установлен факт двукратного увеличения размера микромодификации в «циклическом» режиме по сравнению с одноимпульсным режимом микрообработки.
5. Предложено объяснение возникновения циклических режимов микрообработки. При низких частотах следования фс импульсов (<100 кГц) - за счет формирования вокруг области разрушения оболочки с повышенным показателем преломления и области остаточных напряжений, а при высоких частотах следования (>100 кГц) - благодаря эффекту теплового накопления.
6. Экспериментально показано, что фокусировка излучения фемтосекундного лазера оптическими системами с большой числовой апертурой и сильными сферическими aberrациями приводит к формированию в обрабатываемом материале за один фемтосекундный лазерный импульс последовательности нитевидных микромодификаций, расположенных по оси распространения излучения. При увеличении энергии импульса происходит объединение нитевидных микромодификаций, в результате чего за один фс лазерный импульс формируется непрерывная нить с характерным диаметром 2 мкм и аспектным соотношением более 1000 . Причиной формирования структур подобных конфигураций является трансформация исходного Гауссова распределения интенсивности лазерного пучка в набор дифракционных колец, при этом каждое кольцо фокусируется на своей глубине.
7. На основе изученных особенностей формирования удлиненных продемонстрированы методы контролируемой внутриобъемной микрообработки прозрачных материалов, отличающиеся высокой точностью, качеством, предсказуемостью. Данные методика были успешно применены для резки и микрообработки стекол, кристаллов, полимеров, перфорации тонких диэлектриков.
8. Экспериментально показана возможность прямой контролируемой записи графитизированных электропроводящих микроструктур с заданными пространственными

характеристиками в объеме поликарбоната и на поверхности полиимида с помощью фс импульсов. Удельная проводимость графитизированных областей составила 1 См/м и 10^4 См/м соответственно.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хочу выразить особую благодарность своему научному руководителю Вартапетову С.К. и научному консультанту Обидину А.З. за активную помощь в проведение научных экспериментов, продуктивное обсуждение результатов и координацию научной деятельности.

Также автор благодарен Бородкину А.А., Федорову Д.О., Коренскому М.Ю. и другим сотрудникам ЦФП ИОФ РАН за поддержку и помощь в работе и обсуждении полученных результатов. Отдельно хотелось поблагодарить Лапшина К.Э. за помощь в подготовке экспериментов, конструктивные дискуссии, справедливую оценку результатов.

Хочу сказать отдельное спасибо своей семье: маме Наталье Андреевне Ганиной и жене Дарье за постоянную поддержку и вдохновение на научную деятельность.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Ганин Д. В., Лапшин К.Э., Обидин А. З., Вартапетов С. К. Особенности прямого формирования графитоподобных микроструктур внутри образцов поликарбоната одиночными фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 11. – С. 1029.
- A2. Вартапетов С. К., Ганин Д. В., Лапшин К.Э., Обидин А. З. Формирование циклических внутриобъемных структур в прозрачных диэлектриках с помощью фемтосекундного лазера // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 8. – С. 725.
- A3. Ganin, D., Obidin, A. Z., Lapshin, K., & Vartapetov, S. K. Femtosecond laser fabrication of periodical structures in bulk of transparent dielectrics //Physics Procedia. – 2015. – Т. 73. – С. 67-73.
- A4. Bukharin M. A. et al. Techniques of surface optical breakdown prevention for low-depths femtosecond waveguides writing //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – Т. 737. – №. 1. – С. 012015.
- A5. Ganin D. V. et al. Femtosecond laser fabrication of linear graphitized microstructures in a bulk of polycarbonate samples //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – Т. 737. – №. 1. – С. 012023.
- A6. Ganin, D., Obidin, A. Z., Lapshin, K., & Vartapetov, S. K. Managing of spatial characteristics of internal modifications by means of optical delay in cases of femtosecond micromachining of materials //Laser Optics (LO), 2016 International Conference. – IEEE, 2016. – С. R5-8-R5-8.
- A7. Ganin D. Lapshin, K. E., Obidin, A. Z., & Vartapetov, S. K. Single-pulse perforation of thin transparent dielectrics by femtosecond lasers //Applied Physics A. – 2017. – Т. 123. – №. 5. – С. 378.
- A8. Ganin D. V. et al. High-precision cutting of polyimide film using femtosecond laser for the application in flexible electronics //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – Т. 945. – №. 1. – С. 012019.
- A9. Вартапетов С. К., Обидин А. З., Ганин Д. В. Способ и устройство формирования прецизионных отверстий в оптически прозрачной пленке сверхкоротким импульсом лазерного излучения. Патент РФ №2551043. 2015
- A10. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Формирование циклических внутриобъемных структур в прозрачных диэлектриках с помощью фемтосекундного лазера//IV международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2015. – С. 276-277.
- A11. Ganin, D., Obidin, A. Z., Lapshin, K., & Vartapetov, S. K., The effects of diffraction and spherical aberration at the femtosecond laser fabrication extended microstructure by different focusing systems//The 4th International Conference on the Physics of Optical Materials and Devices (ICOM 2015), Book of Abstract. – 2015. – С. 48

- A12. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Метод высокоэффективной прецизионной резки биоразлагаемых коронарных стентов и прозрачных материалов фемтосекундными лазерами//19-я Международная телекоммуникационная конференция молодых ученых и студентов «Молодежь и наука», Тезисы докладов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2015. – Ч.2. – С.64-65
- A13. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Метод высокоэффективной прецизионной резки биоразлагаемых коронарных стентов и прозрачных материалов фемтосекундными лазерами// V Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2016. – С. 243-244.
- A14. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Формирование линейных графитизированных микроструктур в объеме поликарбоната с помощью ультракоротких импульсов// V Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2016. – С. 321-322.
- A15. Бухарин М.А., Скрябин Н.Н., Ганин Д.В. Худяков Д.В., Вартапетов С.К. Прямая фемтосекундная запись световодов на малых глубинах залегания под поверхностью кристаллов// V Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2016. – С. 107-108.
- A16. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Разработка методов высокоэффективной прецизионной резки биоразлагаемых коронарных стентов и прозрачных материалов фемтосекундными лазерами// II Всероссийский научный форум «Наука будущего - наука молодых», Сборник тезисов участников форума «Наука будущего — наука молодых» — Казань, 2016. — Том 1, 403-405с.
- A17. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Одноимпульсное перфорирование тонких прозрачных диэлектриков с помощью фемтосекундных лазеров// VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2017. – С. 500-501.
- A18. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Обидин А. З., Лапшин К.Э., Прецизионная резка полиимидной пленки (КАРТОН) с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, для применения в области гибкой электроники// VI Международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий», Тезисы докладов. Часть 1. М.: НИЯУ МИФИ, 2017.– 188-189 с.
- A19. Ганин Д. В., Вартапетов С. К., Лапшин К.Э., Методы удлинения области взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными материалами для прецизионной высокоскоростной обработки материалов // VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, – 2018.-466-467 с.

Список литературы.

1. Steinmeyer G. et al. Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics. // *Science*. 1999. Vol. 286, № November. P. 1507–1512.
2. Valdmanis J.A., Fork R.L. Design Considerations for a Femtosecond Pulse Laser Balancing Self Phase Modulation, Group Velocity Dispersion, Saturable Absorption, and Saturable Gain // *IEEE J. Quantum Electron.* 1986. Vol. 22, № 1. P. 112–118.
3. Südmeyer T. et al. Femtosecond laser oscillators for high-field science // *Nat. Photonics*. 2008. Vol. 2. P. 599–604.
4. Ditmire T. et al. Nuclear fusion in gases of deuterium clusters heated with a femtosecond laser // *Phys. Plasmas*. 2000. Vol. 7, № 5. P. 1993.
5. Gattass R.R., Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nat. Photonics*. 2008. Vol. 2, № 4. P. 219–225.
6. Ratkay-Traub I. et al. Ultra-short pulse (femtosecond) laser surgery: initial use in LASIK flap creation. // *Ophthalmol. Clin. North Am.* 2001. Vol. 14, № 2. P. 347–55, viii–ix.
7. Mangles S.P.D. et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. // *Nature*. 2004. Vol. 431, № 7008. P. 535–538.
8. Qiu J., Miura K., Hirao K. Femtosecond laser-induced microfeatures in glasses and their applications // *J. Non. Cryst. Solids*. 2008. Vol. 354, № 12–13. P. 1100–1111.
9. Farson D.F. et al. Femtosecond laser micromachining of dielectric materials for biomedical applications // *J. Micromechanics Microengineering*. 2008. Vol. 18, № 3. P. 35020.
10. Li X. et al. Fabrication and Characterization of Nanofluidics Device Using Fused Silica for Single Protein Molecule Detection // *Materials and Processes for Medical Devices (MPMD) Conference and Exposition, September 23-25. 2007*. P. 1–6.
11. Thomas J. et al. Femtosecond laser-written quasi-phase-matched waveguides in lithium niobate // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91, № 15.
12. Kawata S. et al. Finer features for functional microdevices. // *Nature*. 2001. Vol. 412, № 6848. P. 697–698.
13. Kim T.N. et al. Femtosecond laser-drilled capillary integrated into a microfluidic device // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86, № 20. P. 1–3.
14. Gomez D. et al. Femtosecond laser ablation for microfluidics // *Opt. Eng.* 2005. Vol. 44, № 5. P.
15. Liu X., Du D., Mourou G. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses // *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. Vol. 33, № 10. P. 1706–1716.
16. Stuart B.C. et al. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics // *Phys. Rev. B*. 1996. Vol. 53, № 4. P. 1749–1761.
17. Perry M.D. et al. Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials // *J. Appl. Phys.* 1999.

- Vol. 85, № 9. P. 6803.
18. Poumellec B. et al. Femtosecond laser irradiation stress induced in pure silica // *Opt. Express*. 2003. Vol. 11, № 9. P. 1070–1079.
 19. Poumellec B. et al. Non reciprocal writing and chirality in femtosecond laser irradiated silica. // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 22. P. 18354–18361.
 20. Kazansky P.G. et al. “Quill” writing with ultrashort light pulses in transparent optical materials // *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007, CLEO 2007*. 2007.
 21. Yang W., Kazansky P.G., Svirko Y.P. Non-reciprocal ultrafast laser writing // *Nat. Photonics*. 2008. Vol. 2, № 2. P. 99–104.
 22. Qiu J. et al. Manipulation of gold nanoparticles inside transparent materials // *Angew. Chemie - Int. Ed.* 2004. Vol. 43, № 17. P. 2230–2234.
 23. Shimotsuma Y. et al. Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91, № 24. P. 247405 (4 pages).
 24. Dai Y. et al. Femtosecond laser induced rotated 3D self-organized nanograting in fused silica // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 16. P. 18072.
 25. Kanehira S., Miura K., Hirao K. Ion exchange in glass using femtosecond laser irradiation // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 93, № 2.
 26. Kanehira S. et al. Periodic nanovoid structures via femtosecond laser irradiation // *Nano Lett.* 2005. Vol. 5, № 8. P. 1591–1595.
 27. White Y. V et al. Single-pulse ultrafast-laser machining of high aspect nano-holes at the surface of SiO₂. // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 19. P. 14411–14420.
 28. Morita N. et al. Direct micro-carbonization inside polymer using focused femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, № 20.
 29. Itoh K. et al. Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials // *MRS Bull.* 2006. Vol. 31, № 8. P. 620–625.
 30. Zhang J. et al. 5D Data Storage by Ultrafast Laser Nanostructuring in Glass // *CLEO Sci.* 2013. Vol. 1. P. CTh5D.9.
 31. Kazansky P.G. et al. Recent advances in ultrafast laser nanostructuring: S-waveplate and eternal data storage // *Cleo 2014*. 2014. P. AM3L.3.
 32. Juhasz T. et al. Corneal refractive surgery with femtosecond lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 1999. Vol. 5, № 4. P. 902–910.
 33. Vartapetov S.K. et al. Femtosecond lasers for microsurgery of cornea // *Quantum Electron.* 2012. Vol. 42, № 3. P. 262.
 34. Atezhev V. V et al. Laser technologies in ophthalmic surgery // *Laser Phys.* IOP Publishing, 2016. Vol. 26, № 8. P. 84010.

35. Reinstein D.Z. et al. Outcomes of Small Incision Lenticule Extraction (SMILE) in Low Myopia. // *J. Refract. Surg.* 2014. Vol. 30, № 12. P. 812–818.
36. Lawless M., Bala C. Femtosecond Laser-assisted Cataract Surgery // *US Ophthalmic Rev.* 2014. Vol. 7, № 2. P. 82.
37. Grewal D.S. et al. Femtosecond laser-assisted cataract surgery-current status and future directions // *Survey of Ophthalmology.* 2016. Vol. 61, № 2. P. 103–131.
38. Ashcom J.B. et al. Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2006. Vol. 23, № 11. P. 2317.
39. Schaffer C.B. et al. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 2. P. 93–95.
40. Burakov I.M. et al. Spatial distribution of refractive index variations induced in bulk fused silica by single ultrashort and short laser pulses // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 101, № 4.
41. Nikumb S. et al. Precision glass machining, drilling and profile cutting by short pulse lasers // *Thin Solid Films.* 2005. Vol. 477, № 1–2. P. 216–221.
42. Davis K.M. et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21, № 21. P. 1729.
43. White Y. V. et al. Femtosecond micro- and nano-machining of materials for microfluidic applications // *Proceedings of SPIE.* 2008. Vol. 7039. P. 70390J–70390J–10.
44. Toratani E., Kamata M., Obara M. Self-fabrication of void array in fused silica by femtosecond laser processing // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, № 17. P. 1–3.
45. Lenzner M. et al. Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 4076–4079.
46. Gattass R.R., Cerami L.R., Mazur E. Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates // *Opt. Express.* 2006. Vol. 14, № 12. P. 5279.
47. Glezer E.N., Mazur E. Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71, № 7. P. 882.
48. Karman G.P., Duijl A. Van, Woerdman J.P. Observation of a stronger focus due to spherical aberration // *J. Mod. Opt.* 1998. Vol. 45, № 12. P. 2513–2517.
49. Sun Q. et al. Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 2005. Vol. 7. P. 655–659.
50. Watanabe W. et al. Optical seizing and merging of voids in silica glass with infrared femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2000. Vol. 25, № 22. P. 1669–1671.
51. Sowa S. et al. Symmetric waveguides in poly(methyl methacrylate) fabricated by femtosecond laser pulses. // *Opt. Express.* 2006. Vol. 14, № 1. P. 291–297.

52. Couairon A. et al. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2005. Vol. 71, № 12.
53. Прохоров Н.Г., Басов А.М. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР И УСИЛИТЕЛЬ // *УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК.* 1955. Vol. 3. P. 485–501.
54. Maiman T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // *Nature.* 1960. Vol. 187, № 4736. P. 493–494.
55. McClung F.J., Hellwarth R.W. Giant optical pulsations from ruby // *J. Appl. Phys.* 1962. Vol. 33, № 3. P. 828–829.
56. Mocker H.W., Collins R.J. Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser // *Appl. Phys. Lett.* 1965. Vol. 7, № 10. P. 270–273.
57. Srinivasan R., Sutcliffe E., Braren B. Ablation and etching of polymethylmethacrylate by very short (160 fs) ultraviolet (308 nm) laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 1987. Vol. 51, № 16. P. 1285–1287.
58. Küper S., Stuke M. Femtosecond uv excimer laser ablation // *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* 1987. Vol. 44, № 4. P. 199–204.
59. Kuper S., Stuke M. Ablation of polytetrafluoroethylene (Teflon) with femtosecond UV excimer laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 1989. Vol. 54, № 1. P. 4–6.
60. Kuper, S. Stuke M. Ablation of uv-transparent materials with femtosecond uv excimer laser pulses // *Microelectron. Eng.* 1989. Vol. 9, № 1–4. P. 475–480.
61. 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. Vol. 12, № 11. P. 1784–1794.
62. Keldysh L. V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave // *Sov. Phys. JETP.* 1965. Vol. 20, № 5. P. 1307–1314.
63. Ams M. et al. Investigation of ultrafast laser-photonic material interactions: Challenges for directly written glass photonics // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2008. Vol. 14, № 5. P. 1370–1388.
64. Joglekar A.P. et al. Optics at critical intensity: Applications to nanomorphing // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2004. Vol. 101, № 16. P. 5856–5861.
65. Stuart B.C. et al. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74, № 12. P. 2248–2251.
66. Rethfeld B. Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics // *Contributions to Plasma Physics.* 2007. Vol. 47, № 4–5. P. 360–367.
67. Sakakura M., Terazima M. Initial temporal and spatial changes of the refractive index induced by focused femtosecond pulsed laser irradiation inside a glass // *Phys. Rev. B - Condens. Matter*

- Mater. Phys. 2005. Vol. 71, № 2.
68. Sakakura M. et al. Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass // *Opt. Express*. 2007. Vol. 15, № 9. P. 5674–5686.
 69. Stuart B.C. et al. Optical ablation by high-power short-pulse lasers // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1996. Vol. 13, № 2. P. 459.
 70. Chichkov B.N. et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process*. 1996. Vol. 63, № 2. P. 109–115.
 71. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing // *Light Sci. Appl*. 2014. Vol. 3, № 4. P. e149.
 72. Reiss H.R. Polarization effects in high-order multiphoton ionization // *Phys. Rev. Lett*. 1972. Vol. 29, № 17. P. 1129–1131.
 73. Lompre L.A. et al. Multiphoton ionization of rare gases by a tunable-wavelength 30-psec laser pulse at 1.06 μm // *Phys. Rev. A*. 1977. Vol. 15, № 4. P. 1604–1612.
 74. Liu D. et al. The polarization-dependence of femtosecond laser damage threshold inside fused silica // *Appl. Phys. B Lasers Opt*. 2008. Vol. 91, № 3–4. P. 597–599.
 75. Little D.J. et al. Femtosecond laser modification of fused silica: the effect of writing polarization on Si-O ring structure // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 24. P. 20029–20037.
 76. Temnov V. V. et al. Multiphoton ionization in dielectrics: Comparison of circular and linear polarization // *Phys. Rev. Lett*. 2006. Vol. 97, № 23.
 77. Hnatovsky C. et al. Fabrication of microchannels in glass using focused femtosecond laser radiation and selective chemical etching // *Appl. Phys. A*. 2006. Vol. 84. P. 47–61.
 78. Ams M., Marshall G.D., Withford M. Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides. // *Opt. Express*. 2006. Vol. 14, № 26. P. 6.
 79. Hnatovsky C. et al. Revealing local field structure of focused ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett*. 2011. Vol. 106, № 12.
 80. Shah L. et al. Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate. // *Opt. Express*. 2005. Vol. 13, № 6. P. 1999–2006.
 81. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2002. Vol. 19, № 10. P. 2496.
 82. Jia T.Q. et al. Ultraviolet-infrared femtosecond laser-induced damage in fused silica and CaF₂ crystals // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys*. 2006. Vol. 73, № 5.
 83. Dostovalov A. et al. Comparative numerical study of energy deposition in femtosecond laser microfabrication with fundamental and second harmonics of Yb-doped laser // *Laser Phys*. 2012. Vol. 22, № 5. P. 930–936.
 84. Johnston T.F. Beam propagation (m(2)) measurement made as easy as it gets: the four-cuts

- method. // *Appl. Opt.* 1998. Vol. 37, № 21. P. 4840–4850.
85. Bloembergen N. Laser Induced Electric Breakdown in Solids // *IEEE J. Quantum Electron.* 1974. Vol. 10, № 3. P. 375–386.
86. Tien A.-C. et al. Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82, № 19. P. 3883–3886.
87. Du D. et al. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, № 23. P. 3071–3073.
88. Hnatovsky C. et al. Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, № 1.
89. Shcheblanov N.S., Itina T.E. Femtosecond laser interactions with dielectric materials: Insights of a detailed modeling of electronic excitation and relaxation processes // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2013. Vol. 110, № 3. P. 579–583.
90. Miura K. et al. Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71, № 23. P. 3329–3331.
91. Sudrie L. et al. Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses // *Opt. Commun.* 1999. Vol. 171, № 4. P. 279–284.
92. Lancry M. et al. Dependence of the femtosecond laser refractive index change thresholds on the chemical composition of doped-silica glasses. 2011. Vol. 1, № 4. P. 1784–1794.
93. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Physics Reports.* 2007. Vol. 441, № 2–4. P. 47–189.
94. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // *Prog. Quantum Electron.* 1975. Vol. 4, № 1. P. 35–110.
95. Ganin D. et al. Femtosecond Laser Fabrication of Periodical Structures in Bulk of Transparent Dielectrics // *Physics Procedia.* Elsevier, 2015. Vol. 73. P. 67–73.
96. Feit M.D., Fleck J.A. Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown // *Appl. Phys. Lett.* 1974. Vol. 24, № 4. P. 169–172.
97. Pu J., Zhang H. Intensity distribution of Gaussian beams focused by a lens with spherical aberration // *Opt. Commun.* 1998. Vol. 151, № 4–6. P. 331–338.
98. Hnatovsky C. et al. High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 98, № 1.
99. Marcinkevičius A. et al. Effect of refractive index-mismatch on laser microfabrication in silica glass // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2003. Vol. 76, № 2. P. 257–260.
100. Eaton S.M. et al. Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides // *Opt. Express.* 2008. Vol. 16, № 13. P. 9443–9458.

101. Bukharin M.A. et al. Techniques of surface optical breakdown prevention for low-depths femtosecond waveguides writing // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 737. P. 12015.
102. Bukharin M.A., Khudyakov D. V., Vartapetov S.K. Heat accumulation regime of femtosecond laser writing in fused silica and Nd:phosphate glass // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2015. Vol. 119, № 1. P. 397–403.
103. Osellame R. et al. Waveguide lasers in the C-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2006. Vol. 12, № 2. P. 277–285.
104. Minoshima K. et al. Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator. // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 19. P. 1516–1518.
105. Schaffer C.B., Garcia J.F., Mazur E. Bulk heating of transparent materials using a high repetition-rate femtosecond laser // *Appl. Phys. A.* 2003. Vol. 76. P. 351–354.
106. Vartapetov S.K. et al. Femtosecond-laser fabrication of cyclic structures in the bulk of transparent dielectrics // *Quantum Electron.* 2015. Vol. 45, № 8. P. 725–730.
107. Bellouard Y., Hongler M.-O. Femtosecond-laser generation of self-organized bubble patterns in fused silica // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, № 7. P. 6807–6821.
108. Yamada K. et al. In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses. // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 1. P. 19–21.
109. Will M. et al. Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses // *Appl. Opt.* 2002. Vol. 41, № 21. P. 4360–4364.
110. Cerullo G. et al. Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 microm by astigmatic beam focusing. // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27, № 21. P. 1938–1940.
111. Ganin D. V et al. Specific features of direct formation of graphite-like microstructures in polycarbonate samples by single femtosecond laser pulses // *Quantum Electron.* 2015. Vol. 45, № 11. P. 1029–1036.
112. Ganin D. V. et al. Managing of spatial characteristics of internal modifications by means of optical delay in cases of femtosecond micromachining of materials // *2016 Int. Conf. Laser Opt.* 2016. № September. P. R5-8-R5-8.
113. Poumellec B. et al. Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters [Invited] // *Opt. Mater. Express.* 2011. Vol. 1, № 4. P. 766.
114. Bricchi E., Klappauf B.G., Kazansky P.G. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, № 1. P. 119.
115. Mishchik K. et al. Photoinscription domains for ultrafast laser writing of refractive index changes in BK7 borosilicate crown optical glass // *Opt. Mater. Express.* 2012. Vol. 3, № 1. P. 67.
116. Mishchik K. et al. Nanosize structural modifications with polarization functions in ultrafast laser irradiated bulk fused silica. // *Opt. Express.* 2010. Vol. 18, № 24. P. 24809–24824.

117. Sudrie L. et al. Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses // *Opt. Commun.* 2001. Vol. 191, № 3–6. P. 333–339.
118. Smelser C.W., Mihailov S.J., Grobncic D. Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, № 14. P. 5377.
119. Lu P., Grobncic D., Mihailov S.J. Characterization of the birefringence in fiber Bragg gratings fabricated with an ultrafast-infrared laser // *J. Light. Technol.* 2007. Vol. 25, № 3. P. 779–786.
120. Juodkazis S. et al. Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: Evidence of multimegabar pressures // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96, № 16.
121. Sun H.-B. et al. Microfabrication and Characteristics of Two-Dimensional Photonic Crystal Structures in Vitreous Silica // *Opt. Rev.* 1999. Vol. 6, № 5. P. 396–398.
122. Wochnowski C. et al. Fs-laser-induced Fabrication of Polymeric Optical and Fluidic Microstructures // *J. Laser Micro / Nanoeng.* 2006. Vol. 1, № 3. P. 3–8.
123. Yoshino F., Zhang H., Arai A. Ultrashort Pulse Laser Processing of Transparent Materials // *J. Laser Micro / Nanoeng.* 2009. Vol. 4, № 3. P. 212–217.
124. Baum A. et al. Photochemistry of refractive index structures in poly(methyl methacrylate) by femtosecond laser irradiation. // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, № 2. P. 190–192.
125. Baum A. et al. Mechanisms of femtosecond laser-induced refractive index modification of poly (methyl methacrylate). 2010. Vol. 27, № 1. P. 107–111.
126. Chan J.W. et al. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses. // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 21. P. 1726–1728.
127. Sakakura M. et al. Temperature distribution and modification mechanism inside glass with heat accumulation during 250 kHz irradiation of femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 93, № 23.
128. Mishchik K. et al. Ultrafast laser induced electronic and structural modifications in bulk fused silica // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 114, № 13.
129. Stoian R. et al. Investigation and control of ultrafast laser-induced isotropic and anisotropic nanoscale-modulated index patterns in bulk fused silica // *Opt. Mater. Express.* 2013. Vol. 3, № 10. P. 1755.
130. Hirao K., Miura K. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser // *J. Non. Cryst. Solids.* 1998. Vol. 239, № 1–3. P. 91–95.
131. Saliminia a., Vallée R., Chin S.L. Waveguide writing in silica glass with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier at 1.5 μ m // *Opt. Commun.* 2005. Vol. 256, № 4–6. P. 422–427.
132. Alshehri A.M. et al. Localized nanoclusters formation in PDMS upon irradiation with femtosecond laser Abstract : // *Opt. Mater. Express.* 2015. Vol. 5, № 4. P. 653–658.

133. Geiger F. et al. Quantification of polyimide carbonization after laser ablation // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 88, № 6. P. 3659–3666.
134. Lippert T. et al. Laser induced chemical and physical modifications of polymer films : dependence on the irradiation wavelength // *Appl. Surf. Sci.* 1997. Vol. 109/110. P. 227–231.
135. Wen L. et al. Local Controllable Laser Patterning of Polymers Induced by Graphene Material Local Controllable Laser Patterning of Polymers Induced by Graphene Material // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2016. Vol. 8, № 41. P. 28077–28085.
136. Bukharin M.A. et al. Writing of 3D optical integrated circuits with ultrashort laser pulses in the presence of strong spherical aberration // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 747. P. 12054.
137. Fedotov S.S. et al. Direct writing of birefringent elements by ultrafast laser nanostructuring in multicomponent glass // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, № 7.
138. Beresna M. et al. Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, № 20.
139. Beresna M., Gecevičius M., Kazansky P.G. Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass [Invited] // *Opt. Mater. Express.* 2011. Vol. 1, № 4. P. 783.
140. Glezer E.N. et al. Three-dimensional optical storage inside transparent materials. // *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21, № 24. P. 2023–2025.
141. Berndt M., Danner M., Booth E. Laser Processing of Sapphire : Application Know-How Matters process // *Laser Tech. J.* 2016. Vol. 13, № 5. P. 42–45.
142. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 1. P. 42–43.
143. Gorelik T. et al. Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2003. Vol. 76, № 3. P. 309–311.
144. Sikorski Y. et al. Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // *Electron. Lett.* 2000. Vol. 36, № 3. P. 226–227.
145. Della Valle G. et al. C-band waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, № 16. P. 5976–5982.
146. Lancaster D.G. et al. Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written Tm^{3+} :ZBLAN waveguide laser. // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, № 9. P. 1587–1589.
147. Okhrimchuk A. et al. Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG:Nd single crystal by femtosecond laser pulses. // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20, № 4. P. 3832–3843.
148. Ams M. et al. Monolithic 100 mW Yb waveguide laser fabricated using the femtosecond-laser direct-write technique. // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 3. P. 247–249.
149. Shih T. et al. Faraday rotation in femtosecond laser micromachined waveguides. // *Opt. Express.*

2007. Vol. 15, № 9. P. 5809–5814.
150. Liu Q. et al. Competition of Faraday rotation and birefringence in femtosecond laser direct written waveguides in magneto-optical glass. // *Opt. Express*. 2014. Vol. 22, № 23. P. 28037–28051.
 151. Liao Y. et al. Electro-optic integration of embedded electrodes and waveguides in LiNbO₃ using a femtosecond laser. // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 19. P. 2281–2283.
 152. Li G.Y. et al. Waveguide electro-optic modulator in fused silica fabricated by femtosecond laser direct writing and thermal poling // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, № 6. P. 739–741.
 153. Dragomir A. et al. Long-period fibre grating formation with 264 nm femtosecond radiation // *Electron. Lett.* 2002. Vol. 38, № 6. P. 269–271.
 154. Martinez A. et al. Direct writing of fibre gratings by femtosecond laser // *Electron. Lett.* 2004. Vol. 40, № 19. P. 19–20.
 155. Wikszak E. et al. Recording of fiber Bragg gratings with femtosecond pulses using a “point by point” technique // *Conf. Lasers Electro-Optics, 2004. (CLEO)*. 2004. Vol. 2. P. 6–7.
 156. Mihailov S.J. et al. Fiber bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation. // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28, № 12. P. 995–997.
 157. Lai Y. et al. Point-by-point inscription of first-order fiber Bragg grating for C-band applications. // *Opt. Express*. 2007. Vol. 15, № 26. P. 18318–18325.
 158. Martinez A., Khrushchev I.Y., Bennion I. Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, № 11. P. 1603.
 159. An R. et al. Simultaneous multi-microhole drilling of soda- lime glass by water-assisted ablation with femtosecond laser pulses // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 38. P. 1146–1148.
 160. Sugioka K., Cheng Y., Midorikawa K. Three-dimensional micromachining of glass using femtosecond laser for lab-on-a-chip device manufacture // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2005. Vol. 81, № 1. P. 1–10.
 161. Wang Z., Sugioka K., Midorikawa K. Three-dimensional integration of microoptical components buried inside photosensitive glass by femtosecond laser direct writing // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2007. Vol. 89, № 4. P. 951–955.
 162. Marcinkevičius A. et al. Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 5. P. 277–279.
 163. Matsuo S. et al. Femtosecond laser assisted etching of quartz: Microstructuring from inside // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2006. Vol. 84, № 1–2. P. 99–102.
 164. Hanada Y. et al. Nano-aquarium for dynamic observation of living cells fabricated by femtosecond laser direct writing of photostructurable glass // *Biomed. Microdevices*. 2008. Vol. 10, № 3. P. 403–410.
 165. Wang Z. et al. Optical waveguide fabrication and integration with a micro-mirror inside

- photosensitive glass by femtosecond laser direct writing // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2007. Vol. 88, № 4. P. 699–704.
166. Osellame R. et al. Integrated optical sensing in a lab-on-chip by femtosecond laser written waveguides // 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/QELS. 2008.
167. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K. Microfluidic laser embedded in glass by three-dimensional femtosecond laser microprocessing // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, № 17. P. 2007–2009.
168. Dongre C. et al. Modulation-frequency encoded multi-color fluorescent DNA analysis in an optofluidic chip. // *Lab Chip.* 2011. Vol. 11, № 4. P. 679–683.
169. Wang Z., Sugioka K., Midorikawa K. Fabrication of integrated microchip for optical sensing by femtosecond laser direct writing of Foturan glass // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2008. Vol. 93, № 1. P. 225–229.
170. Malinauskas M. et al. Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances // *Physics Reports.* 2013. Vol. 533, № 1. P. 1–31.
171. Chichkov B.N., Ostendorf A. Two-Photon Polymerization: A New Approach to Micromachining // *Photonics Spectra.* 2006. Vol. 40, № October. P. 72–79.
172. Lee K.S. et al. Advances in 3D nano/microfabrication using two-photon initiated polymerization // *Progress in Polymer Science (Oxford).* 2008. Vol. 33, № 6. P. 631–681.
173. Claeysens F. et al. Three-dimensional biodegradable structures fabricated by two-photon polymerization // *Langmuir.* 2009. Vol. 25, № 5. P. 3219–3223.
174. Gittard S.D. et al. Two-photon polymerization of microneedles for transdermal drug delivery. // *Expert Opin. Drug Deliv.* 2010. Vol. 7, № 4. P. 513–533.
175. Fischer J., Wegener M. Three-dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit // *Laser and Photonics Reviews.* 2013. Vol. 7, № 1. P. 22–44.
176. Malinauskas M. et al. Mechanisms of three-dimensional structuring of photo-polymers by tightly focussed femtosecond laser pulses // *Opt. Express.* 2010. Vol. 18, № 10. P. 10209.
177. Korte F. et al. Three-dimensional nanostructuring with femtosecond laser pulses // *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2004. Vol. 3, № 4. P. 468–472.
178. Turner M.D. et al. Miniature chiral beamsplitter based on gyroid photonic crystals // *Nat. Photonics.* 2013. Vol. 7, № 10. P. 801–805.
179. Narayan R.J. et al. Medical prototyping using two photon polymerization // *Mater. Today.* 2010. Vol. 13, № 12. P. 42–48.
180. Gittard S.D. et al. Fabrication of microscale medical devices by two-photon polymerization with multiple foci via a spatial light modulator // *Biomed. Opt. Express.* 2011. Vol. 2, № 11. P. 3167.
181. Shen S.C., Huang J.C. Rapid fabrication of a micro-ball lens array by extrusion for optical fiber

- applications. // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, № 15. P. 13122–13127.
182. Žukauskas A. et al. Closely packed hexagonal conical microlens array fabricated by direct laser photopolymerization // *Appl. Opt.* 2012. Vol. 51, № 21. P. 4995.
 183. Guo R. et al. Micro lens fabrication by means of femtosecond two photon photopolymerization. // *Opt. Express*. 2006. Vol. 14, № 2. P. 810–816.
 184. Serbin J., Ovsianikov A., Chichkov B. Fabrication of woodpile structures by two-photon polymerization and investigation of their optical properties. // *Opt. Express*. 2004. Vol. 12, № 21. P. 5221–5228.
 185. Jia B. et al. Use of radially polarized beams in three-dimensional photonic crystal fabrication with the two-photon polymerization method. // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 13. P. 1918–1920.
 186. Cao Y. et al. High-photosensitive resin for super-resolution direct-laser-writing based on photoinhibited polymerization // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, № 20. P. 19486.
 187. Sun Q. et al. Nanograting formation on the surface of silica glass by scanning focused femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 22. P. 2713.
 188. Huang H., Yang L.-M., Liu J. Micro-hole drilling and cutting using femtosecond fiber laser // *Opt. Eng.* 2014. Vol. 53, № 5. P. 51513.
 189. Vanagas E. et al. Glass cutting by femtosecond pulsed irradiation // *J. Microlithogr. Microfabr. Microsystems*. 2004. Vol. 3, № 2. P. 358.
 190. Вартапетов С.К., Лапшин К.Э., Обидин А.З. Способ лазерной фрагментации ядра хрусталика: pat. 2423958 USA. Ru, 2010.
 191. Wiersma S.H., Visser T., Török P. Annular focusing through a dielectric interface : scanning and confining the intensity // *Pure Appl. Opt.* 1998. Vol. 7. P. 1237–1248.
 192. Wiersma S.H. et al. Comparison of different theories for focusing through a plane interface // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1997. Vol. 14, № 7. P. 1482.
 193. Lapointe J. A simple technique to overcome self-focusing , supercontinuum generation , aberrations , depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing // *Sci. Rep. Springer US*, 2017. № April. P. 1–13.
 194. Dias A. et al. Ultrafast laser inscription of volume phase gratings with low refractive index modulation and self-images of high visibility. // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23, № 20. P. 26683–26688.
 195. Choi H.-K. et al. Femtosecond-laser-assisted fabrication of double-layer diffraction gratings inside fused silica glass // *J. Korean Phys. Soc.* 2015. Vol. 66, № 1. P. 55–60.
 196. Saerchen E. et al. Time resolved digital-holographic analysis of femtosecond laser-induced photodisruption // *Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE*. 2016. Vol. 9706.

197. Wochnowski C. et al. Femtosecond-laser induced formation of grating structures in planar polymer substrates // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 2005. Vol. 7. P. 493–501.
198. Lubatschowski H., Rathjen C. Apparatus for and method of refractive surgery with laser pulses: pat. US20070055221 USA. USA, 2007.
199. Mochizuki H. et al. Density characterization of femtosecond laser modification in polymers // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92, № 9.
200. Zoubir A. et al. Femtosecond laser fabrication of tubular waveguides in poly(methyl methacrylate). // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, № 16. P. 1840–1842.
201. Mochizuki H. et al. Fabrication of diffractive optical elements inside polymers by femtosecond laser irradiation // *Thin Solid Films.* 2009. Vol. 518, № 2. P. 714–718.
202. Watanabe W., Mochizuki H. Femtosecond laser direct writing of diffractive optical elements in polymers // *Proc. SPIE.* 2010. Vol. 7585.
203. Hirono S. et al. Increasing diffraction efficiency by heating phase gratings formed by femtosecond laser irradiation in poly(methyl methacrylate) // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94, № 24.
204. Zhang X. et al. Measurements of the Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Polymer Melts with the Short-Hot-Wire Method // *Int. J. Thermophys.* 2002. Vol. 23, № 4. P. 1077–1090.
205. Chan J.W. et al. Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. A-Materials Sci. Process.* 2003. Vol. 76, № 3. P. 367–372.
206. Ganin D. V et al. Femtosecond laser fabrication of linear graphitized microstructures in a bulk of polycarbonate samples // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 737. P. 12023.
207. Pan R., Chen S.-M., Pan C.-L. A Quantitative Study of the Far-Field Laser-Induced Ring Pattern from Nematic Liquid Crystal Films // *CHINESE J. Phys.* 1992. Vol. 30, № 4.
208. Parigger C. et al. Spherical aberration effects in lens-axicon doublets: theoretical study. // *Appl. Opt.* 1997. Vol. 36, № 31. P. 8214–8221.
209. Zolotko S. et al. Optical Effects in Liquid Crystals // *JETP Lett.* 1980. Vol. 32, № 158.
210. Ogusu K., Kohtani Y., Shao H. Laser-Induced Diffraction Rings from an Absorbing Solution // *Opt. Rev.* 1996. Vol. 3, № 4. P. 232–234.
211. He K.X. et al. Transient multiple diffraction rings induced by ultrafast laser from chinese tea // *Opt. Commun.* 1991. Vol. 81, № 1–2. P. 101–105.
212. Durbin S.D., Arakelian S.M., Shen Y.R. Laser-induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film // *Opt. Lett.* 1981. Vol. 6, № 9. P. 411–413.
213. Y.R.Shen; *Principles of Nonlinear Optics* // *Princ. Nonlinear Opt.* 1984. P.
214. Dergachev a a et al. Effect of nonlinearity in the pass-through optics on femtosecond laser filament in air // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2015. Vol. 12, № 1. P. 15403.

215. Kempe M., Rudolph W. Femtosecond pulses in the focal region of lenses // *Phys. Rev. A*. 1993. Vol. 48, № 6. P. 4721–4729.
216. Dausinger F., Hugel H., Konov V. Micro-machining with ultrashort laser pulses: From basic understanding to technical applications // *SPIE proc.* 2003. Vol. 5147. P. 106–115.
217. Sohn I.B. et al. Femtosecond laser ablation of polypropylene for breathable film // *Appl. Surf. Sci.* 2008. Vol. 254, № 16. P. 4919–4924.
218. Götte N. et al. Temporal Airy pulses for controlled high aspect ratio nanomachining of dielectrics // *Optica*. 2016. Vol. 3, № 4. P. 389–395.
219. Courvoisier F. et al. Applications of femtosecond Bessel beams to laser ablation // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2013. Vol. 112, № 1. P. 29–34.
220. Whittaker D.R., Fillinger M.F. The Engineering of Endovascular Stent Technology: A Review // *Vasc. Endovascular Surg.* 2006. Vol. 40, № 2. P. 85–94.
221. Dotter C.T., Judkins M.P. Transluminal treatment of arteriosclerotic obstruction. Description of a new technic and a preliminary report of its application. 1964. // *Radiology*. 1989. Vol. 172, № 3 Pt 2. P. 904–920.
222. Meier B. Stenting, Quite a Legacy of Charles, Charles, and Arthur. 1998. Vol. 45, № 3. P. 233–234.
223. Kathuria Y.P. Laser microprocessing of stent for medical therapy // *Proceedings of the 1998 International Symposium on Micromechatronics and Human Science, 1998. MHS '98*. 1998. P. 111–114.
224. Stoeckel D. et al. A survey of stent designs. // *Minim. Invasive Ther. Allied Technol.* 2002. Vol. 11, № 4. P. 137–147.
225. Hendricks F., Patel R., Matylitsky V. V. Micromachining of bio-absorbable stents with ultra-short pulse lasers // *Proc. SPIE 9355, Front. Ultrafast Opt. Biomed. Sci. Ind. Appl. XV*. 2015. Vol. 9355. P. 935502.
226. Nomura K. et al. Amorphous oxide semiconductors for high-performance flexible thin-film transistors // *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*. 2006. Vol. 45, № 5 B. P. 4303–4308.
227. Park J.S. et al. Review of recent developments in amorphous oxide semiconductor thin-film transistor devices // *Thin Solid Films*. 2012. Vol. 520, № 6. P. 1679–1693.
228. Barquinha P. et al. Toward High-Performance Amorphous GIZO TFTs // *J. Electrochem. Soc.* 2009. Vol. 156, № 3. P. H161–H168.
229. Facchetti A., Marks T.J. *Transparent Electronics: From Synthesis to Applications* // *Transparent Electronics: From Synthesis to Applications*. 2010.
230. Nag M. et al. Circuits and AMOLED display with self-aligned a-IGZO TFTs on polyimide foil //

- J. Soc. Inf. Disp. 2015. Vol. 22, № 10. P. 509–517.
231. Nag M. et al. Single-source dual-layer amorphous IGZO thin-film transistors for display and circuit applications // J. Soc. Inf. Disp. 2013. Vol. 21, № 3. P. 129–136.
232. Myny K. et al. Bidirectional communication in an HF hybrid organic/solution-processed metal-oxide RFID tag // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. Vol. 61, № 7. P. 2387–2393.
233. Han P. et al. Flexible graphite film with laser drilling pores as novel integrated anode free of metal current collector for sodium ion battery // Electrochem. commun. 2015. Vol. 61. P. 84–88.
234. Rahimi R., Ochoa M., Ziaie B. Direct Laser Writing of Porous-Carbon/Silver Nanocomposite for Flexible Electronics // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2016. Vol. 8, № 26. P. 16907–16913.
235. Cai J., Lv C., Watanabe A. Cost-effective fabrication of high-performance flexible all-solid-state carbon micro-supercapacitors by blue-violet laser direct writing and further surface treatment // J. Mater. Chem. A. 2016. Vol. 4, № 5. P. 1671–1679.
236. Rebollar E. et al. Assessment of femtosecond laser induced periodic surface structures on polymer films. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. Vol. 15. P. 11287–11298.
237. Guo X.D. et al. Changes in wetting and contact charge transfer by femtosecond laser-ablation of polyimide // Appl. Surf. Sci. 2015. Vol. 349. P. 952–956.
238. Least B.T., Willis D.A. Modification of polyimide wetting properties by laser ablated conical microstructures // Appl. Surf. Sci. 2013. Vol. 273. P. 1–11.
239. Gao W. et al. Direct laser writing of micro-supercapacitors on hydrated graphite oxide films. // Nat. Nanotechnol. Nature Publishing Group, 2011. Vol. 6, № 8. P. 496–500.
240. Venkatachalam S. et al. Kapton-derived carbon as efficient terahertz absorbers // Carbon N. Y. 2016. Vol. 100. P. 158–164.
241. In J. Bin et al. Facile fabrication of flexible all solid-state micro-supercapacitor by direct laser writing of porous carbon in polyimide // Carbon N. Y. 2015. Vol. 83. P. 144–151.