

Механизм лазерного сверления сверхвысокоаспектных отверстий в полимерах

В.Н.Токарев

Дан краткий обзор недавних работ по теоретическому и экспериментальному изучению многоимпульсного лазерного сверления глубоких отверстий в полимерах. Стационарный профиль глубокого отверстия достигается после воздействия достаточно большого числа импульсов в результате процессов самоорганизации и является новым более устойчивым состоянием поверхности в поле интенсивного излучения. Эти представления совместно с обширными экспериментальными данными, полученными при использовании разнообразных полимеров, позволяют построить аналитическую теоретическую модель многоимпульсного сверления отверстий со сверхвысоким (300–600) отношением глубины к диаметру (так называемым аспектным отношением) излучением УФ эксимерного KrF-лазера. Модель дает возможность в простой форме выявить основные факторы, управляющие параметрами многоимпульсного наносекундного УФ лазерного сверления, в частности определить аналитические условия получения отверстий с практически параллельными боковыми стенками и очень высокими аспектными отношениями.

Ключевые слова: лазерное сверление, моделирование, профиль скважины, полимеры, расходимость пучка, оптимальные условия сверления, сверхвысокое аспектное отношение.

1. Обзор литературы и постановка задачи

Лазерное сверление (ЛС) микроотверстий с диаметром от нескольких микрометров до нескольких сотен микрометров имеет широкую сферу применений, в частности в микроэлектронике – для сверления полимерных панелей микросхем (см., напр., [1, 2]), текстурирования жестких магнитных дисков, видеоголовок [3] и алмазных пленок; в аэрокосмической и автомобильной промышленности – для сверления точных полей малых отверстий в твердых тугоплавких металлах и сплавах (например, охлаждающих отверстий в лопатках газовых турбин), сверления твердых тугоплавких керамик Al_2O_3 , ZrO_2 , Si_3N_4 , SiC, AlN, например при производстве сопел для впрыска топлива в перспективных керамических двигателях; в часовой и медицинской промышленности, а также в ювелирном деле – для сверления и микрообработки алмаза, рубина и других драгоценных камней [4–14].

В исследованиях и применениях ЛС использовались самые разные лазерные источники в ИК, видимом и УФ диапазонах спектра, работающие как в непрерывном, так и в импульсном режиме с длительностями импульсов милли-, нано-, пико- и субпикосекундного диапазонов. УФ наносекундные лазерные источники, рассматриваемые в данной работе, привлекают в этом ряду особое внимание, поскольку экспериментально установлено, что при сверлении таких важных для современных технологий материалов, как полимеры и сверхтвердые тугоплавкие керамики, эти лазеры обеспечивают беспрецедентную воспроизводимость результатов от отверстия к от-

верстию на облучаемой поверхности в сочетании с высокими пространственным разрешением, точностью и качеством, недостижимыми для конкурентов – лазеров в ИК и видимом диапазонах (см., напр., [1–8, 10–13]). Относительно малая глубина удаляемого за импульс материала для наносекундных импульсов (около 1 мкм и менее) означает, что для сверления отверстий глубиной в несколько миллиметров требуется несколько тысяч импульсов. В крупномасштабных применениях это может быть компенсировано высокой частотой повторения импульсов. Например, частота 5–10 кГц обеспечивается лазерами на парах меди, до 1 кГц – современными эксимерными лазерами и несколько килогерц – Nd:YAG-лазерами с диодной накачкой, излучающими на длинах волн 355 и 266 нм.

Имеются две проблемы, существенно ухудшающие качество УФ наносекундного ЛС:

– просверленные лазером отверстия, как правило, не являются цилиндрическими, а обычно сходятся в глубину материала;

– аспектное отношение (отношение глубины отверстия к его диаметру) для металлов и керамик во многих случаях не превышает 10–16.

Для некоторых применений эти недостатки делают результаты сверления непригодными. «Слепой» эмпирический поиск оптимальных результатов сверления методом проб и ошибок для каждой конкретной ситуации является во многих случаях дорогим, отнимающим много времени и неэффективным из-за чрезвычайно большого числа параметров, влияющих на результат ЛС. К ним относятся параметры материала (теплофизические и оптические константы), параметры излучения (интенсивность, длительность импульса, длина волны и др.), геометрические параметры фокусировки (угловая расходимость излучения на облучаемой поверхности, размер облучаемого пятна, коэффициент уменьшения маски и ее диаметр в проекционной схеме, коэффициент сжатия или расшире-

В.Н.Токарев. Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: tokarev@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 3 апреля 2006 г., после доработки – 25 мая 2006 г.

ния пучка, фокусное расстояние линзы, положение фокуса пучка относительно облучаемой поверхности и др.). Кроме того, в не меньшей степени важны физико-химическая структура мишени, конкретный механизм удаления материала, начальная температура образца, а также физические и химические параметры окружающего газа – его давление, химическая активность и т. д. Например, эмпирически удалось подобрать экспериментальные условия, позволившие получить аспектные отношения более 100 при сверлении отверстий в полимерах УФ излучением [13–15], а также в стали и керамиках импульсами излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм [16, 17]. Однако механизм получения столь высоких аспектных отношений в обоих случаях остался невыясненным.

Численное компьютерное моделирование дает результат только для конкретного набора параметров (см. напр., [18–21]), но, к сожалению, не позволяет оценить общую ситуацию и понять, насколько далеки мы от оптимального результата.

Вместо «слепого» эмпирического поиска желательно иметь общий ясный алгоритм оптимизации УФ наносекундного многоимпульсного ЛС, пригодный для большого разнообразия материалов, параметров излучения и фокусировки. Такой алгоритм мог бы быть основан на аналитической модели сверления, описывающей формирование отверстий с высокими и сверхвысокими аспектными отношениями. По сравнению с численным компьютерным моделированием аналитический метод имеет то преимущество, что дает параметры конечного «стационарного» профиля лазерной скважины в явной форме, позволяющей легко и наглядно проследить их изменение для различных материалов, параметров фокусировки и излучения, выявить основные факторы, управляющие сверлением, в частности понять причины, препятствующие получению скважин со сверхвысокими аспектными отношениями и практически параллельными боковыми стенками, и пути их устранения. Все это позволило бы достаточно легко оптимизировать процесс лазерного сверления, например в явной аналитической форме вывести условия согласования для интенсивности и ее распределения, параметров фокусировки и материала, выполнение которых позволит получить скважины со сверхвысоким аспектным отношением (например, в несколько сотен) и практически параллельными боковыми стенками для сквозных отверстий.

Несмотря на большое число экспериментальных и теоретических работ по ЛС, выполненных в течение более чем трех десятилетий (см., напр., [1–30]), такая аналитическая модель УФ наносекундного ЛС до появления наших работ [31–33] не была построена. Причиной явилось отсутствие ясного понимания процессов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с глубокой лазерной скважиной.

В данной работе мы опишем аналитическую математическую модель, находящуюся в хорошем согласии с экспериментальными результатами для полимеров. Для рассматриваемого здесь сверления отверстий со сверхвысокими аспектными отношениями принципиально важно учесть два ключевых фактора.

1. Механизм распространения и поглощения энергии в глубоких лазерных скважинах со сверхвысоким аспектным отношением. Этот механизм зависит от степени шероховатости внутренней поверхности отверстия: при малой шероховатости могут преобладать зеркальные

многократные отражения лучей при их контакте со стенками, а при значительной шероховатости может доминировать диффузное рассеяние [18]. Величина шероховатости, в свою очередь, зависит от чрезвычайно большого числа факторов (например, многократно повторяющихся циклов испарения и осаждения материала в виде пара, капель и кластеров в растущем в длину глубоком отверстии, различного рода неустойчивостей рельефа поверхности слоя расплава на стенках отверстия в присутствии мощного лазерно-плазменного потока [22, 23] и др.), что делает практически невозможным ее теоретический расчет в модели. Поэтому также невозможным представляется чисто теоретическое предсказание механизма распространения и поглощения излучения внутри скважины. Этот механизм может быть выяснен лишь на основе экспериментальных результатов. Однако такой подход ни в одной из предыдущих работ по моделированию УФ наносекундного ЛС [18–21] не был реализован. Более того, вопрос о механизме распространения и поглощения энергии внутри лазерной скважины в ряде работ вообще не ставился, а полагалось, что при первом же контакте лучей лазерного пучка с боковыми стенками скважины происходит их полное поглощение [19–21]. Такое представление является физически абсурдным, поскольку при сильно скользящем падении излучения на боковые стенки поглощательная способность, как следует из формул Френеля, крайне мала и составляет лишь единицы процентов или доли процента, но никак не 100%. В настоящей работе, опираясь на обширные экспериментальные результаты, полученные для различных полимеров [13–15, 31–33], мы выясним конкретный механизм распространения и поглощения энергии в глубоких лазерных скважинах со сверхвысоким аспектным отношением.

2. Угловая расходимость сфокусированного лазерного пучка. Ранее этот фактор рассматривался лишь в работе [21], где проведено неаналитическое численное компьютерное моделирование ЛС отверстий с малым аспектным отношением (менее 4). Для отверстий же со сверхвысоким аспектным отношением (например, 300–600) в рамках аналитической модели ЛС учет этого фактора в настоящей работе позволит получить ряд принципиально новых результатов. В частности, будет предсказана угловая расходимость пучка, обеспечивающая сверление отверстий со строго цилиндрическими боковыми стенками и одновременно со сверхвысокими аспектными отношениями. Для сравнения отметим, что без учета угловой расходимости, когда падающее излучение упрощенно рассматривается как параллельный пучок, модельные расчеты неизбежно предсказывают лишь конические, сходящиеся в глубь материала отверстия [19, 20, 30].

2. Экспериментальные исследования ЛС полимеров

Для создания высокоинтенсивного пучка используется проекционная схема, состоящая из конденсорной линзы 1 с фокусным расстоянием $f = 300$ мм, маски 2 и проецирующей линзы 3 с $f = 25$ мм (рис. 1 и 2) [13–15, 32, 33]. Изображение круглой молибденовой маски диаметром 0.5 мм, пятикратно уменьшенное линзой 3, проецируется на поверхность материала 4. Используется эксимерный лазер Lambda Physik LPX 220i с длиной волны излучения 248 нм, длительностью импульса 25 нс, энергией им-

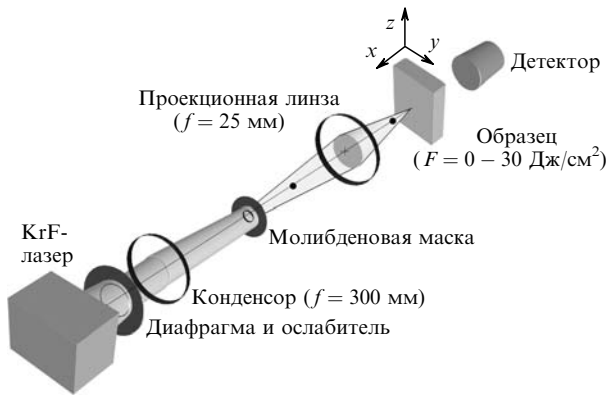


Рис.1. Схема эксперимента по сверлению отверстия с использованием проекционной схемы. Для наглядности все углы сильно увеличены; F – плотность энергии.

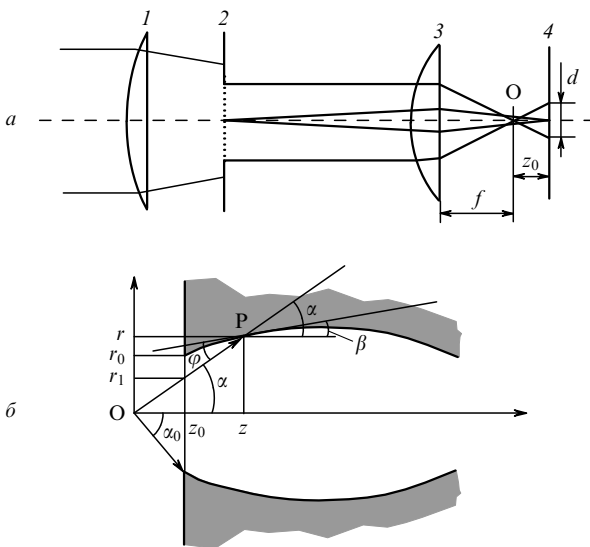


Рис.2. Оптическая схема сверления отверстия с использованием проекционной схемы (1 – конденсорная линза; 2 – молибденовая маска; 3 – проецирующая линза; 4 – поверхность материала) (а) и один из лучей ОР падающего пучка внутри скважины (б). Для наглядности все углы сильно увеличены.

пульса 350 мДж и частотой повторения до 200 Гц. При необходимости с помощью диафрагмы из пучка выбирается лишь центральная часть.

В качестве исследуемых материалов выбраны следующие полимеры: полиимид (ПИ), полиэтилентерефталат (ПЭТ), полистирен (ПС), полиэтерэтеркетон (ПЭЭК), полиметилметакрилат (ПММА) и бисфенол А поликарбонат (ПК) [13–15, 32, 33]. Их химические структурные формулы показаны на рис.3. Все эти материалы прозрачны в видимой области спектра, что позволяет с помощью оптического микроскопа легко наблюдать просверленные отверстия и быстро измерять их параметры,

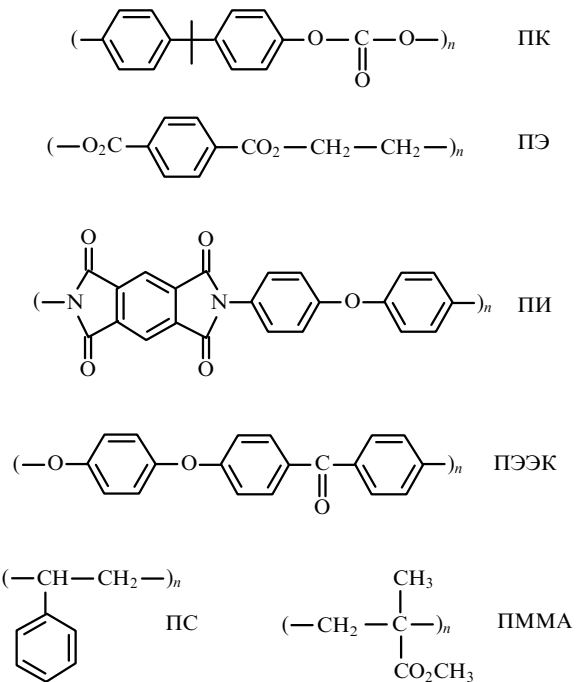


Рис.3. Химическая структура исследуемых полимеров: бисфенол А поликарбонат (ПК), полиэтилентерефталат (ПЭТ, майлар), полиимид (ПИ), полиэтерэтеркетон (ПЭЭК), полистирен (ПС) и полиметилметакрилат (ПММА).

в частности осуществлять в реальном времени мониторинг скорости микросверления от импульса к импульсу, а также накапливать ряд других разнообразных экспериментальных результатов для указанных материалов.

Как видно из табл.1, ПИ, ПЭТ и ПЭЭК имеют высокий начальный (при комнатной температуре) коэффициент поглощения на длине волны используемого УФ лазерного излучения, в то время как для ПММА, ПС и ПК коэффициент поглощения мал, что позволяет проследить влияние этого важного параметра на результаты сверления.

Для исследуемых полимеров пороги абляции весьма низки по сравнению с порогами для металлов и керамики. Это позволяет получить в эксперименте лазерные отверстия с высокими аспектными отношениями (например, около 600 для ПЭТ) даже при сравнительно низких плотностях падающей лазерной энергии (менее 7 Дж/см²), когда достаточно сложное для изучения и моделирования влияние лазерной плазмы на нагрев стенок отверстия и в конечном итоге на результаты сверления в значительной степени минимизировано, что существенно упрощает построение модели. Необходимо отметить, что это не так в случае сверления металлов и керамики лазерным излучением с теми же длиной волны и длительностью импульса, что и при сверлении полимеров. При плотностях энергии, типичных для сверления глубоких отверстий в

Табл.1. Параметры поглощения (при низкой интенсивности), абляции и сверления исследуемых полимеров на длине волны 248 нм.

Параметры	ПММА	ПИ	ПК	ПЭТ	ПС	ПЭЭК
Коэффициент поглощения γ (мкм ⁻¹)	0.0063	22	1	16	0.61	~ 10
Глубина проникновения излучения $1/\gamma$ (мкм)	150	0.045	1.0	0.065	1.6	~0.1
Порог абляции F_{th} (мДж/см ²)	250	54	40	30	40	50
Порог удаления материала со стенок при сверлении F_{st} (мДж/см ²)	6.6	3	2.2	1	5	8.5
Скорость сверления (мкм/имп.)	2.5	0.4	0.8	0.7	—	0.6
Максимальное аспектное отношение	255	360	390	565	315	385

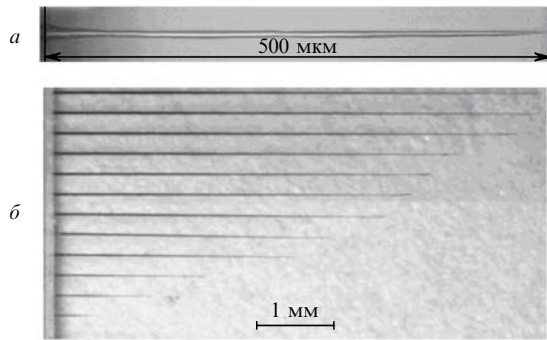


Рис.4. Отверстие с высоким аспектным отношением, просверленное излучением с $\lambda = 248$ нм в ПММА (длина скважины 500 мкм, входной диаметр 8 мкм) (а), и серия отверстий, просверленных излучением с $\lambda = 248$ нм в ПЭТ (входной диаметр отверстий 35 мкм) при плотностях лазерной энергии $F = 1 - 20$ Дж/см², для получения показанной на рис.9 зависимости глубины скважины от плотности энергии (б).

этих материалах (обычно более 50 Дж/см²), указанное влияние лазерной плазмы не является пренебрежимо малым, что существенно затрудняет построение модели сверления.

Просверленные лазером отверстия со сверхвысокими аспектными отношениями показаны на рис.4,а для ПММА (длина отверстия 500 мкм, диаметр 8 мкм) и рис.4,б для ПЭТ (серия отверстий со входным диаметром около 35 мкм, полученных при плотностях лазерной энергии от 1 до 20 Дж/см²) [32, 33].

На рис.5 представлена морфология поверхности на входной плоскости скважины для ПК и ПММА. Он демонстрирует влияние материала на глубину и качество просверленных отверстий. В случае ПММА передняя плоскость образца покрыта большим числом застывших капелек, а поверхность боковых стенок отверстия имеет сильную шероховатость. Для ПК качество обработки оказывается намного лучше: на передней плоскости нет никаких капелек и шероховатость боковых стенок намного меньше. Известно, что ПК дает так называемую сухую абляцию, т.е. абляцию без образования капелек. Эти результаты показывают, что выталкивание расплава в некоторых случаях, например для ПММА, может давать существенный вклад в скорость сверления.

Экспериментальная зависимость скорости сверления от числа лазерных импульсов (рис.6) имеет три участка,

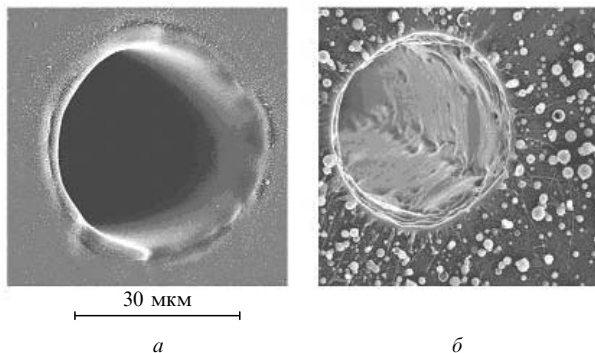


Рис.5. Морфология поверхности у входа в просверленную лазером скважину в ПК (входной диаметр отверстия 30 мкм, длина 5 мм) (а) и ПММА (входной диаметр отверстия 30 мкм, длина 2 мм) (б). Поверхность покрыта капелками, образовавшимися за счет выталкивания расплава из скважины при сверлении.

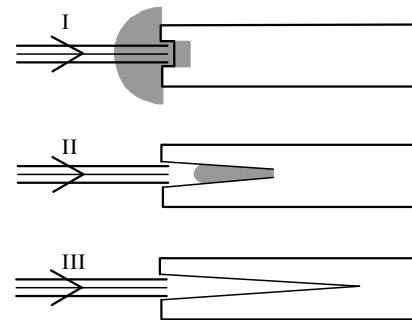
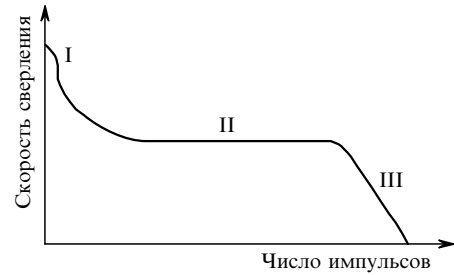


Рис.6. Зависимость скорости сверления от числа лазерных импульсов, состоящая из трех участков: I – поверхностная абляция в неглубоком отверстии (скорость сверления зависит от плотности энергии); II – абляция в глубоком отверстии (плотная плазма и сильное ослабление лазерного пучка, скорость сверления постоянна); III – самопроизвольная остановка микросверления в глубокой скважине после облучения некоторым числом импульсов.

соответствующие трем стадиям: абляции в неглубоком пятне, где скорость сверления зависит от плотности падающей энергии, абляции в глубокой скважине, где плотная плазма и сильное ослабление пучка приводят к постоянной скорости сверления около 1 мкм/имп., и, наконец, самопроизвольной остановке микросверления, когда скважина достигает определенной глубины и последующие лазерные импульсы не увеличивают глубину данной так называемой конечной стационарной скважины [14, 32]. Наличие этих стадий находит объяснение в предлагаемой ниже модели.

На рис.7 приведены полученные с помощью оптического микроскопа фотографии, демонстрирующие изменение профиля отверстия вблизи дна после облучения 3500, 4500, 6000 и 7500 импульсами [33]. После облучения 7500 импульсами достигаются стационарные профиль и глубина, не изменяющиеся при дальнейшем облучении, – сверление самопроизвольно останавливается. Интерес-

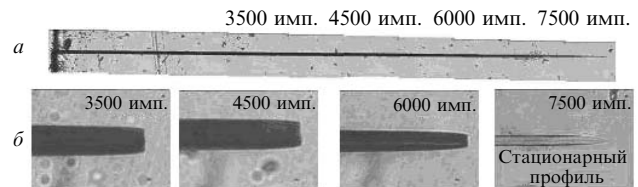


Рис.7. Стационарный профиль отверстия, достигаемый для ПЭТ (входной диаметр отверстия 25 мкм, длина 4.5 мм, аспектное отношение 180) после облучения 7500 импульсами (отмечены глубины отверстия после облучения соответственно 3500, 4500, 6000 и 7500 импульсами) (а), а также профили отверстия вблизи дна после облучения 3500, 4500, 6000 и 7500 импульсами (при облучении 7500 импульсами достигаются стационарные профиль и глубина, не изменяющиеся при дальнейшем облучении – сверление самопроизвольно останавливается) (б). Фотографии получены с помощью оптического микроскопа.

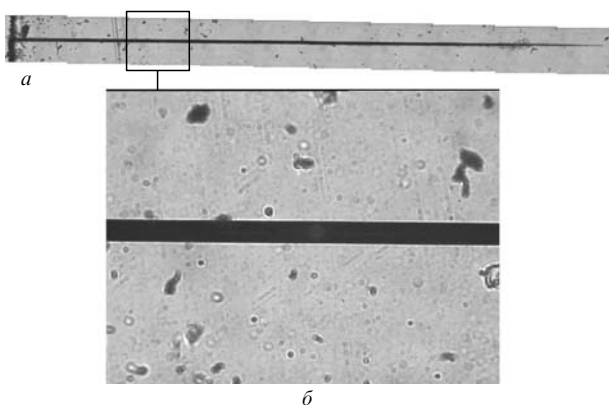


Рис.8. Тот же стационарный профиль высокоаспектного отверстия для ПЭТ, что и на рис.7,а (а), а также участок этого профиля с практически параллельными боковыми стенками отверстия. Фотографии получены с помощью оптического микроскопа.

но, что кончик отверстия в стационарном профиле приобретает заостренную форму.

Отметим также, что в высокоаспектном отверстии, как показывают фотографии на рис.8, полученные с помощью оптического микроскопа, несмотря на сходимость профиля вблизи кончика имеется значительный протяженный участок, где боковые стенки отверстия практически параллельны [33].

Экспериментальные зависимости глубины конечных скважин от плотности лазерной энергии для каждого из исследуемых полимеров показаны на рис.9 в сравнении с модельными кривыми [32]. Наибольшие измеренные глубины для ПЭТ (около 22 мм) соответствуют на этом рисунке аспектным отношениям около 600. Для других исследуемых полимеров максимальные достигнутые аспектные отношения меньше и сильно различаются в зависимости от материала (табл.1).

Пропускание пучка сквозной скважиной в зависимости от глубины скважины для ПЭТ, ПК и ПММА показано на рис.10. Целью этого эксперимента было выявление особенностей распространения лазерной энергии внутри скважины. Для этого в полимерном листе в одних и тех же условиях был просверлен лазером ряд идентичных отверстий, а затем вырезан образец треугольной формы (так, как показано на вставке к рис.10). Получен-

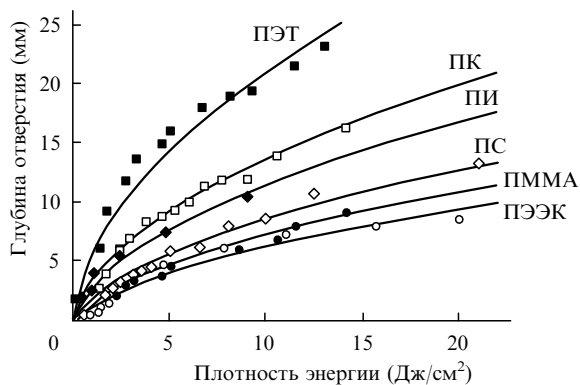


Рис.9. Экспериментальные зависимости (точки) глубины конечных скважин от плотности лазерной энергии в сравнении с модельными зависимостями (сплошные кривые) для изучаемых полимеров. Значения F_{st} , используемые в модельных вычислениях по формуле (21), составляют 1, 2.2, 3, 5, 6.6 и 8.5 мДж/см² для ПЭТ, ПК, ПИ, ПС, ПММА и ПЭЭК соответственно.

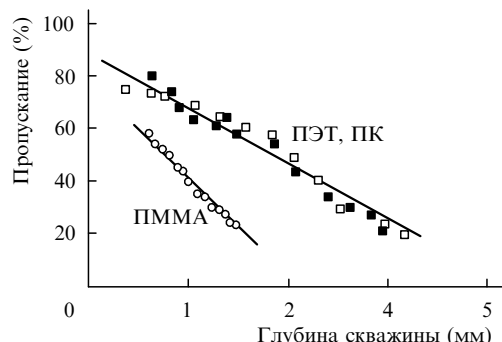
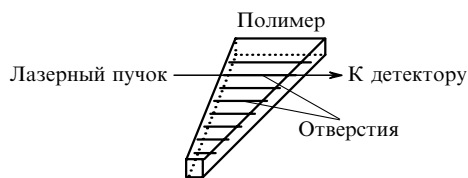


Рис.10. Пропускание сквозной скважиной энергии лазерного пучка (отношение энергии, прошедшей через сквозное отверстие, к энергии, падающей на вход скважины) в зависимости от глубины скважины для ПЭТ (■), ПК (○) и ПММА (□).

ные таким образом сквозные отверстия имели одинаковые входные диаметры, но различные длины и соответственно различные выходные диаметры. Измерение энергии на выходе каждой из этих сквозных скважин дает зависимость пропускания от длины скважины. Пропускание измерялось с использованием лазерного пучка с теми же параметрами, что и при сверлении отверстия. Видно, что во всех рассмотренных случаях (для ПЭТ, ПК и ПММА) пропускание линейно уменьшается с ростом глубины скважины, а наклон этих прямых зависит от материала [14] и используемой при сверлении плотности лазерной энергии.

Зона воздействия лазерного излучения на материал вокруг скважины, измеренная в ПММА, показана на рис.11. Эти данные [14] были получены путем регистрации полосы колебаний C = C-связи методом конфокального микрокомбинационного рассеяния [34]. Возникновение этой связи вызвано лазерно-индуцированной модификацией материала: экстракатенарным и катенарным разрывом химических связей в молекуле ПММА. Вдоль основной части боковых стенок скважины зона

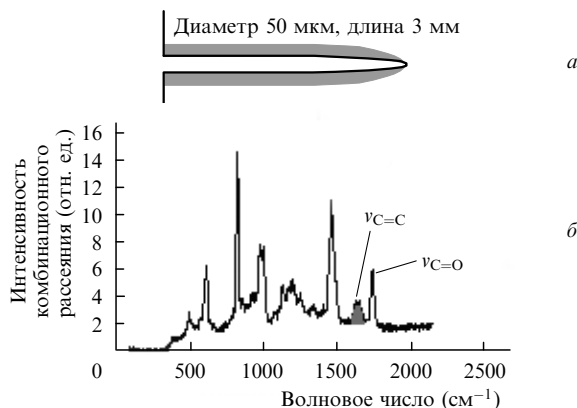


Рис.11. Зона воздействия вокруг профиля скважины (а), измеренная в ПММА с помощью конфокального микрокомбинационного рассеяния посредством регистрации полосы колебаний C = C-связи (б); $\nu_{C=O}$ – частота линии, не изменяющаяся в процессе многократного лазерного облучения, $\nu_{C=C}$ – частота новой линии, появляющаяся в результате облучения.

воздействия имеет постоянную глубину. Единственным исключением является область вблизи дна скважины, вдоль которой глубина зоны воздействия сильно уменьшается. Глубина проникновения излучения в других полимерах намного меньше (2 мкм для ПЭТ, 5 мкм для ПК и ПС). Как следствие, глубины зон воздействия не могут быть точно измерены указанным методом комбинационного рассеяния.

3. Модель сверления при учете угловой расходимости лазерного пучка

Для описания профиля скважины при сверлении пучком с осесимметричным распределением интенсивности (рис.1 и 2,а) введем цилиндрическую систему координат rz (рис.2,б). Пусть $z = 0$ соответствует положению фокуса пучка, а $z = z_0$ – передней плоскости образца. Материал занимает область $z \geq z_0$. Наш пучок в соответствии с используемой в эксперименте проекционной схемой (рис.1 и 2,а), аналогично рассматриваемому ниже в п.3.5 гауссову пучку (см. также рис.16), имеет некоторую область дифракционной перетяжки, характеризующуюся некоторым минимальным (при $z = 0$) ненулевым радиусом и некоторой длиной z_R . В модели для удобства расчетов мы полагаем, что образец помещен за пределами области перетяжки (т.е. $z_0 > z_R$), аналогично ситуации для гауссова пучка. Это означает, что разные лучи нашего пучка, приходящие на боковые стенки скважины, могут рассматриваться как лучи от точечного источника, помещенного в точке $z = 0$ и имеющего угловую расходимость, например, $\alpha_0 = r_0/z_0$ для прямоугольного пространственного профиля пучка, где r_0 – радиус облучаемого пятна на входной плоскости образца.

Ранее в большом числе работ лазерное сверление глубоких скважин рассматривалось для непрерывного излучения или для одноимпульсного сверления длинными (миллисекундными) лазерными импульсами (см., напр., [24–28]). Здесь рассматривается другой режим – многоимпульсное сверление более короткими наносекундными импульсами. Относительно малая глубина удаляемого за такой импульс материала (около 1 мкм и менее) означает, что для сверления отверстий глубиной несколько миллиметров требуется несколько тысяч импульсов. Поэтому изменения профиля отверстия от импульса к импульсу крайне малы. Например, для пластины материала (металла, керамики или полимера) толщиной 1 мм при скорости абляции 0.2 мкм/имп. или менее (типичная скорость для наносекундного импульса (см., напр., [9, 14, 15, 33])) для получения отверстия требуется примерно 5000 или более импульсов. Формирование профиля лазерной скважины управляется в этом случае процессами саморегуляции и самоорганизации, и становится важным учет различных наклонов разных частей поверхности скважины по отношению к падающему пучку. Полный профиль поверхности скважины состоит из двух основных частей [30–33]:

– Нестационарный профиль, где имеет место значительное удаление материала. Профиль этого типа соответствует на рис.12 дну скважин, а также некоторой переходной области между дном и наклонными боковыми стенками скважин.

– Стационарный профиль, где практически не происходит удаление материала и наклон которого поэтому не изменяется от импульса к импульсу. Этот тип профиля

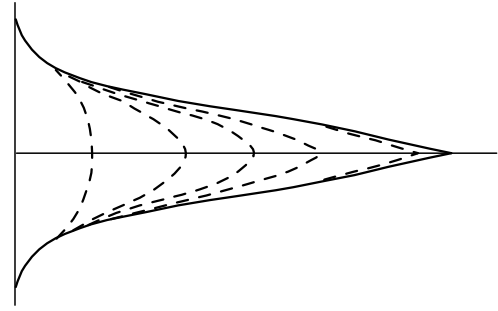


Рис.12. Стационарная (сплошные линии) и нестационарная (штриховые линии) части профиля поверхности при многоимпульсном лазерном сверлении глубокой скважины.

находится главным образом на боковых стенках скважин на рис.12. Его наклон устанавливается после облучения определенным числом импульсов в результате саморегулирующихся процессов таким, что максимальная во времени локальная температура поверхности $T_{loc}(r, z)$, достигаемая после действия лазерного импульса в каждой точке профиля поверхности с координатами r, z , постоянна вдоль этой части профиля:

$$T_{loc}(r, z) = \text{const} = T_{st}. \quad (1)$$

Это теоретическое утверждение соответствует описанному выше экспериментально наблюдаемому постоянству глубины зоны воздействия лазерного излучения с материалом вдоль боковых стенок скважины (см. рис.11).

В равенстве (1) T_{st} соответствует достижению порога подвижности материала на боковых стенках при наличии сильного возмущающего выталкивающего эффекта плазменно-парового факела, распространяющегося от дна ко входу скважины [30, 35], т.е. это максимальная температура, при которой не происходит удаления материала с боковых стенок. Для рассматриваемого ниже лазерного воздействия в химически инертной атмосфере мы полагаем, что

$$T_{st} = T_m, \quad (2)$$

где T_m – температура плавления. Данное соотношение означает, что глубина расплава практически равна нулю на боковых стенках [30, 36]. Если же мы предположим, что в некоторой части профиля стенок могут достигаться более высокие температуры $T^* > T_m$, то это обеспечит появление расплава определенной глубины, который в присутствии плазменно-парового потока со дна может быть удален с боковых стенок. Одним возможным механизмом такого удаления является «увлечение» расплава мощным паровым потоком по стенкам в направлении к выходу из скважины. Часть расплава может быть выброшена наружу в результате действия одного или нескольких последовательных импульсов.

Дополнительным или альтернативным механизмом (в особенности для высоковязких материалов с низкой подвижностью расплава, каковыми в противоположность расплавам металлов являются расплавы полимеров и керамики) может быть всего лишь формирование складки расплава на стенке возмущающим касательным движением мощного парового потока со дна наружу. Тогда падение лазерного излучения на такую складку уже не является сильно скользким, как для остальной части боковой стенки, что приводит к резкому повыше-

нию плотности поглощенной энергии в данном возмущении рельефа (см. ниже формулу (6)) и соответствующему испарению и/или разбрызгиванию расплава в виде капель. Часть таких капель, не вылетевших сразу наружу, а осевших на боковых стенках, также представляет собой аналогичное возмущение рельефа (падение лазерного пучка на эти капли также не является скользящим, а скорее ближе к нормальному), и процесс испарения и/или разбрызгивания повторяется снова при последующих импульсах облучения, каждый раз с новой порцией материала.

Таким образом, часть профиля, где температура превышает температуру плавления, не может быть стационарной, поскольку здесь имеет место удаление материала.

Для сверления в химически активной среде T_{st} может быть меньше T_m – подвижность материала и его удаление со стенок могут достигаться при температурах ниже точки плавления за счет химического преобразования исходного материала в некоторый промежуточный продукт с иными свойствами. Например, известно, что при лазерной абляции алмазных пленок в воздухе или кислороде возможна их графитизация с последующим образованием летучих окислов CO и CO₂ при температурах 900–1200 °С, что намного ниже температур плавления и испарения (~4500 °С). Известно также, что при лазерном облучении ванадия в воздухе образуется окисел с температурой плавления намного ниже, чем у чистого ванадия. Такой окисел может стекать с облучаемой поверхности твердого ванадия.

При углублении скважины с ростом числа облучающих импульсов с одной и той же интенсивностью нестационарная часть стенок скважины уменьшается по площади (соответственно также уменьшается количество материала, удаляемого за импульс), в то время как площадь стационарной части возрастает. Возникает в конце концов ситуация, когда рост глубины скважины от импульса к импульсу практически останавливается или значительно уменьшается, несмотря на продолжение повторяющегося импульсного облучения (вся поверхность скважины становится стационарной, а нестационарная часть профиля практически исчезает), что соответствует самой глубокой скважине на рис.12. Таким образом, можно считать, что окончательная форма боковых стенок скважины определяется стационарным типом профиля. Это хорошо согласуется с описанным выше экспериментальным наблюдением самопроизвольной остановки сверления, когда скважина достигает определенной глубины (стадия III на рис.6). Поэтому далее рассматривается только этот тип профиля, поскольку именно он определяет конечные параметры скважины – наклон боковых стенок, насыщенную глубину и аспектное отношение.

Ниже при моделировании используются следующие предположения:

- боковые стенки нагреваются только при поглощении падающего излучения, вкладом плазменного факела в нагрев стенок пренебрегается;

- ослаблением лазерного излучения, падающего на боковые стенки глубокого отверстия, за счет поглощения в плазменном абляционном факеле пренебрегается.

В рассматриваемом здесь сверлении глубокого (5–22 мм) отверстия основной вклад в экранировку может быть обусловлен той частью плазменного факела, которая образовалась в нестационарной части профиля,

где скорость удаления материала максимальна и соответственно максимальна плотность факела, т.е. на дне отверстия и, вероятно, в переходной области между дном и стационарной частью профиля на боковых стенках (рис.12). Однако в течение лазерного импульса эта наиболее плотная часть факела остается локализованной вблизи дна в узкой области толщиной 0.1–0.2 мм, соответствующей характерному расстоянию $v_p\tau$, на которое распространяется плазменный факел от дна отверстия в течение лазерного импульса длительностью $\tau = 20–30$ нс при типичной скорости распространения плазмы $v_p \simeq (1.5–5) \times 10^5$ см/с. Это означает, что данная часть факела вблизи дна практически не оказывает влияния на ослабление излучения, падающего на основную часть боковых стенок, которая находится на несколько миллиметров выше указанной узкой придонной области. Вообще говоря, другая часть факела может образовываться на боковых стенках. Однако когда профиль боковых стенок по мере облучения повторяющимися импульсами становится близким к стационарному, испарение материала стенки с таким профилем практически отсутствует или очень мало по сравнению с испарением со дна, поскольку плотность поглощенной энергии на этой части профиля становится близкой к порогу плавления F_{ma} (когда $T_{st} = T_m$) или к порогу испарения F_{va} (когда $T_{st} = T_b$, где T_b – температура кипения). Таким образом, в любом случае стационарная часть поверхности отверстия практически не испаряется и поэтому не может образовать факел, обладающий значительной экранирующей способностью.

При импульсном нагреве, когда $1/\gamma, (\chi\tau)^{1/2} \ll r, h$ (где r – радиус скважины, h – ее глубина, γ и χ – коэффициенты поглощения (в см⁻¹) и температуропроводности материала мишени), свойство изотермичности (1) стационарного профиля соответствует его свойству «изопоглощения», т.е. постоянству плотности поглощенной энергии F_a вдоль этой части профиля:

$$F_a(r, z) = \text{const} = F_{st}, \quad (3)$$

где F_{st} – пороговая плотность поглощенной энергии, соответствующая достижению температуры поверхности $T = T_{st}$. Для поверхностного нагрева ($\gamma^2\chi\tau > 1$), отвечающего нагреву металлов при их сверлении наносекундными импульсами (20–30 нс), в случае $T_{st} = T_m$ имеем

$$F_{st} = \frac{1}{2}(\pi\chi\tau)^{1/2}\rho[C(T_m - T_i) + L_m], \quad (4)$$

где C и ρ – соответственно удельная теплоемкость (в Дж·г⁻¹·К⁻¹) и плотность (в г/см³) материала; L_m – скрытая теплота плавления; T_i – начальная температура (температура внешней среды). В то же время при объемном нагреве ($\gamma^2\chi\tau < 1$), более подходящем при наносекундном сверлении полимерам, в тех случаях, когда имеет смысл говорить о плавлении, можно положить $T_{st} = T_m$, и тогда

$$F_{st} = \frac{C(T_m - T_i) + L_m}{\gamma}. \quad (5)$$

В рассматриваемой здесь модели многоимпульсного сверления мы полагаем для простоты, что T_i неизменно во времени, т.е. к приходу каждого следующего им-

пульса материал успевает практически полностью остыть. При используемой для сверления невысокой частоте повторения наносекундных импульсов (10–20 Гц) такое допущение справедливо.

При сделанных выше предположениях о пренебрежении плазменным нагревом выражение для плотности поглощенной на боковых стенках энергии излучения можно записать в виде

$$F_a(r, z) = A(\varphi(r, z))F(r, z) \sin \varphi(r, z), \quad (6)$$

где $F(r, z)$ – плотность падающей энергии в точке Р профиля с координатами r, z (рис.2,б); $A(\varphi(r, z))$ – поглощательная способность материала. Выражение для осесимметричного распределения плотности энергии в пучке $F(r, z)$ может быть записано в следующем общем виде:

$$F(r, z) = \frac{F(\alpha) z_0^2 + r_1^2}{\cos \alpha z^2 + r^2}, \quad (7)$$

где α – угол наклона луча ОР к оптической оси z ; $F(\alpha)$ – угловое осесимметричное распределение плотности энергии излучения в плоскости передней поверхности образца $z = z_0$. Предполагаем, что $F(\alpha)$ в общем случае может быть неоднородным, тогда $F(\alpha)/\cos \alpha$ – плотность энергии в сечении, перпендикулярном лучу ОР в точке (r_1, z_0) на входе в отверстие. Множитель $(z_0^2 + r_1^2)/(z^2 + r^2)$ учитывает уменьшение плотности энергии с увеличением расстояния $\xi = (z^2 + r^2)^{1/2}$ от точки О как $1/\xi^2$. Для параксиального пучка ($\alpha \ll 1$) $\cos \alpha \simeq 1$. Кроме того, из очевидных геометрических соотношений (рис.2,б) следует, что $(z_0^2 + r_1^2)/(z^2 + r^2) = z_0^2/z^2$. Тогда выражение для $F(r, z)$ принимает вид

$$F(r, z) = \frac{F(\alpha)z_0^2}{z^2}. \quad (8)$$

В выражении (6) $\varphi(r, z)$ – угол скольжения луча ОР по отношению к поверхности в точке Р. Как следует из очевидных геометрических соотношений (рис.2,б),

$$\varphi(r, z) = \alpha(r, z) - \beta(r, z), \quad (9)$$

где $\beta(r, z)$ – локальный угол наклона боковых стенок скважины в точке (r, z) . В приближении параксиальной оптики ($\alpha, \beta, \varphi \ll 1$) имеем

$$\alpha = \arctan \frac{r}{z} \simeq \frac{r}{z},$$

$$\beta = \arctan \frac{dr}{dz} \simeq \frac{dr}{dz}. \quad (10)$$

Поскольку $r = \alpha z$, последнее соотношение принимает вид

$$\beta \simeq \frac{d(\alpha z)}{dz} = \alpha + z \frac{d\alpha}{dz}. \quad (11)$$

Подстановка (11) в (9) позволяет найти $\sin \varphi$ как функцию z и α :

$$\sin \varphi(r, z) \simeq \varphi(r, z) = -z \frac{d\alpha}{dz}. \quad (12)$$

Поглощательная способность $A(\varphi(r, z))$ в (6) зависит от конкретного механизма распространения и поглоще-

ния лазерного излучения внутри скважины. Этот механизм зависит, в свою очередь, от состояния поверхности боковых стенок. Для оценки $A(\varphi(r, z))$ рассмотрим два предельных случая.

1. Модель зеркального отражения. В этом случае боковые стенки предполагаются достаточно гладкими, так что лучи, приходящие от точечного источника О, отражаются от них зеркально. Дальнейшими многократными отражениями внутри скважины пренебрегаем. Для углов скольжения $\varphi \sim 1/200 - 1/600$ рад (что соответствует рассматриваемым здесь скважинам с аспектными отношениями 100–300) поглощательная способность $A(\varphi)$, как нетрудно рассчитать по формулам Френеля, составляет $2n\varphi$ (n – действительная часть комплексного показателя преломления) и для рассматриваемых φ оказывается очень малой: $A = 0.005 - 0.05$. В результате расчет глубины скважины в зависимости от плотности лазерной энергии в модели зеркального отражения дает значения, в 10–30 раз меньшие экспериментально наблюдаемых, в то время как вычисления согласно модели многократного рассеяния (см. ниже), в которых $A = 1$, хорошо согласуются с экспериментом. Поэтому далее модель зеркального отражения не рассматривается.

2. Модель многократного рассеяния (рис.13). Здесь предполагается, что боковые стенки сильно рассеивают приходящие от точечного источника О лучи вследствие шероховатости, вызванной осаждением пара и капель, вылетевших со дна и боковых стенок, и/или возмущениями и рифлением расплавленного слоя на боковых стенках из-за его взаимодействия с сильным потоком пара и плазмы, распространяющимся от дна скважины к ее входу, и/или усадкой профиля отверстия при охлаждении после каждого импульса излучения. В этом случае $A(\varphi(r, z))$ является локальной эффективной поглощательной способностью для отверстия со сверхвысоким аспектным отношением с учетом многократных отражений и поглощений луча ОР, падающего на поверхность под углом скольжения φ . После первого контакта с боковыми стенками луч ОР (рис.13) рассеивается на большое число вторичных лучей, имеющих различные направления. Основная часть этих лучей приходит на противоположную стенку уже не под скользящими углами, а под углами, близкими к нормальному, для которого поглощательная способность $A = 1 - R$ (где R – коэффициент отражения) полимеров весьма высока (около 95%). Это означает, что достаточно всего лишь одного или двух последовательных отражений и рассеяний этих лучей на боковых стенках, чтобы обеспечить практически полное поглощение энергии первоначального луча ОР в малой по длине области вблизи точки Р. Как нетрудно видеть из рис.13, длина L этой об-

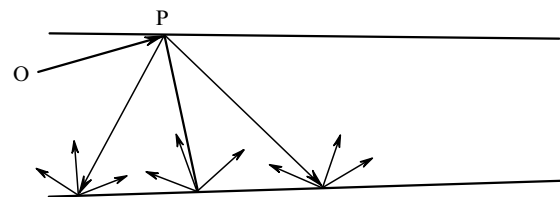


Рис.13. Схема, иллюстрирующая модель многократного рассеяния. Первоначальный луч ОР (один из многих лучей лазерного пучка), приходящий на поверхность лазерной скважины под скользящим углом, диффузно отражается несколько раз от стенок и поглощается.

ласти диффузного поглощения вдоль оси скважины (которую можно также назвать длиной «волноводного» переноса энергии излучения вдоль скважины) не превышает нескольких диаметров скважины d вблизи точки P: $L = (2 - 4)d$. Однако для рассматриваемых здесь скважин с высокими и сверхвысокими аспектными отношениями их полная глубина h намного больше: $h = (200 - 600)d$, т. е. $L \ll h$, что справедливо и для любых других соседних первоначальных лучей, приходящих от точечного источника. Поэтому можно считать, что в каждой точке профиля вдоль длины скважины имеет место такое эффективное полное поглощение:

$$A(\varphi(r, z)) = A_{\text{eff}}(\varphi(r, z)) \simeq 1. \tag{13}$$

Таким образом, в данной модели скважина заполнена рассеянным диффузным излучением, и к каждой точке стационарного профиля рассеянные лучи приходят справа и слева под различными углами падения, обеспечивая в итоге локальные поглощение и нагрев. Единственное исключение составляют небольшие области длиной примерно L , непосредственно примыкающие ко входу скважины и к ее дну (кончику), куда рассеянные лучи могут прийти только с одной стороны. Поэтому ожидается, что локальное поглощение в этих областях примерно в два раза меньше определяемого соотношением (13).

Подстановка (8), (12), (13) в соотношение (6) и условие «изопоглощения» (3) позволяет переписать (3) в виде следующего простого дифференциального уравнения стационарного профиля скважины:

$$z \frac{dz}{dz} = -\frac{z_0^2}{F_{\text{st}}} F(\alpha) \tag{14}$$

с граничным условием $z(\alpha = \alpha_\infty) = z_0$. Здесь α_∞ – определенный предельный угол в угловом распределении падающего лазерного пучка, выше которого интенсивность пучка на передней плоскости образца становится настолько малой, что ее вклад в удаление материала с поверхности можно не учитывать. Решение $z(\alpha)$ уравнения (14) позволяет в параметрическом виде (где параметром является α) найти профиль $r(z)$ и глубину конечной скважины h в зависимости от плотности лазерной энергии:

$$z(\alpha) = z_0 \left[1 + \frac{2}{F_{\text{st}}} \int_\alpha^{\alpha_\infty} F(\alpha') d\alpha' \right]^{1/2}, \quad r(\alpha) = \alpha z(\alpha) \tag{15}$$

$$(0 \leq \alpha \leq \alpha_\infty, \quad z_0 \leq z \leq h),$$

$$\begin{aligned} h(F) &= z(\alpha = 0) - z_0 \\ &= z_0 \left\{ \left[1 + \frac{2}{F_{\text{st}}} \int_0^{\alpha_\infty} F(\alpha') d\alpha' \right]^{1/2} - 1 \right\}. \end{aligned} \tag{16}$$

Рассмотрим некоторые следствия этой модели.

3.1. Пороговая плотность энергии пучка, необходимая для получения параллельных боковых стенок на входе в отверстие

Параллельность боковых стенок, по крайней мере на входе $z = z_0$ в лазерную скважину, т. е. $\beta = dr/dz = 0$ при $z = z_0$, обеспечивается, когда плотность энергии на границе пятна ($\alpha = \alpha_0$) на входной плоскости образца $F(\alpha_0)$ достигает порога F_{par} .

Из условия $\beta(z = z_0) = 0$ с помощью (9) получаем $\varphi(z = z_0) = \alpha_0$, что при подстановке в (6) с использованием (3) дает

$$F_{\text{par}} = \frac{F_{\text{st}}}{\alpha_0}. \tag{17}$$

При $F(\alpha_0) < F_{\text{par}}$ стенки скважины на входе сходятся в глубину, в то время как при $F(\alpha_0) > F_{\text{par}}$ они расходятся в глубину на входе, хотя и сходятся в более глубокой части скважины.

3.2. Распределение плотности энергии пучка, обеспечивающее строго цилиндрические боковые стенки

Профиль плотности энергии на входной поверхности образца $F_{\parallel}(\alpha)$, обеспечивающий строго цилиндрические боковые стенки по всей глубине при сверлении сквозных отверстий в пластине толщиной h_s , следует из уравнения (14) после подстановки в него $r(z) = \text{const} = r_0, z = r_0/\alpha, r_0/z_0 = \alpha_0$ (рис.14,а) с учетом соотношения (17):

$$F_{\parallel}(\alpha) = \frac{F_{\text{par}} \alpha_0^3}{\alpha^3} \quad \text{при } \alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_0, \tag{18}$$

$$F_{\parallel}(\alpha) = 0 \quad \text{при } \alpha \geq \alpha_0.$$

Здесь $\alpha_1 = r_0/(z_0 + h_s)$ – угол, под которым выходное отверстие скважины (при $z_1 = z_0 + h_s$) видно из точечного источника O. Из рис.14,б следует, что полученное распределение плотности энергии $F_{\parallel}(\alpha)$ резко возрастает с уменьшением α (как $1/\alpha^3$), т. е. должно быть сильно сконцентрировано вблизи оптической оси, по крайней мере в диапазоне углов $\alpha_0 \geq \alpha \geq \alpha_1$. Детали поведения распределения $F_{\parallel}(\alpha)$ при $\alpha < \alpha_1$, строго говоря, неважны, поскольку лучи с $\alpha < \alpha_1$ распространяются через сквозную скважину в ее конечном стационарном состоянии без контакта с боковыми стенками.

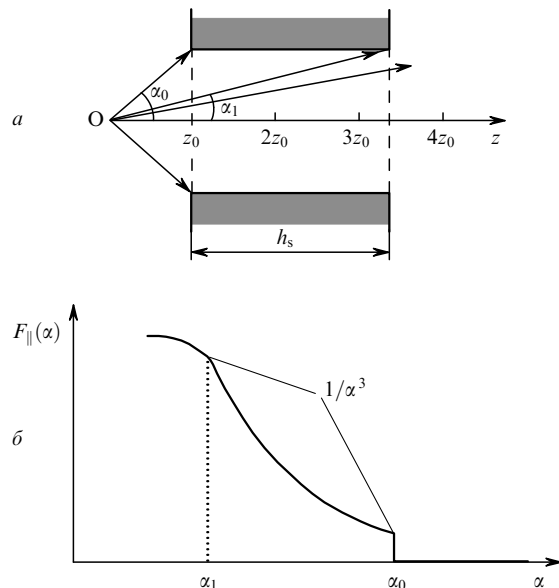


Рис.14. Строго цилиндрический профиль скважины ($r(z) = \text{const} = r_0$) в образце толщиной h_s (а), обеспечиваемый оптимизированным распределением плотности энергии: $F_{\parallel}(\alpha) = F_{\text{par}}(\alpha_0/\alpha)^3$ при $\alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_0$ и $F_{\parallel}(\alpha) = 0$ при $\alpha > \alpha_0$ (б). Для наглядности все углы на рис.14,а сильно увеличены.

3.3. Форма скважины для прямоугольного распределения плотности энергии

Для прямоугольного пространственного распределения плотности лазерной энергии во входной плоскости образца

$$F(\alpha) = \begin{cases} \text{const} = F & \text{при } \alpha \leq \alpha_0, \\ 0 & \text{при } \alpha > \alpha_0, \end{cases}$$

типичного при облучении эксимерным лазером с использованием проекционной схемы, соотношения (15) для $r(\alpha)$ и $z(\alpha)$ при подстановке $\alpha_\infty = \alpha_0$ позволяют получить явную зависимость $r(z)$:

$$r(z) = c_1 z - c_3 z^3, \quad (19)$$

где

$$c_1 = \frac{\alpha_0(1 + 2\psi)}{2\psi}; \quad c_3 = \frac{\alpha_0}{2z_0^2\psi}; \quad \psi(F) = \frac{F}{F_{\text{пар}}}.$$

Конкретная форма просверленной скважины определяется плотностью лазерной энергии, поскольку коэффициенты c_1 и c_3 зависят от F . Примеры профилей для разных F даны на рис.15, из которого видно, что возможны не только сходящиеся в глубину, но и расходящиеся скважины (по крайней мере, вблизи входа).

Математически простая зависимость $r(z)$ позволяет легко найти все характерные точки и параметры профиля:

$$z_1 = z_0(1 + 2\psi)^{1/2}, \quad z_{\text{max}} = \frac{z_1}{\sqrt{3}}, \quad r_{\text{max}} = \frac{r_0(1 + 2\psi)^{3/2}}{3\sqrt{3}\psi}, \quad (20)$$

$$h(F) = z_0[(1 + 2\psi)^{1/2} - 1] = z_0 \left[\left(1 + \frac{2Fr_0}{F_{\text{ст}}z_0} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (21a)$$

или

$$h(F) = z_0 \left[\left(1 + \frac{2F\gamma r_0}{C\rho(T_m - T_i)z_0} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (21b)$$

$$\beta(z = z_0) = \frac{\alpha_0(\psi - 1)}{\psi}. \quad (22)$$

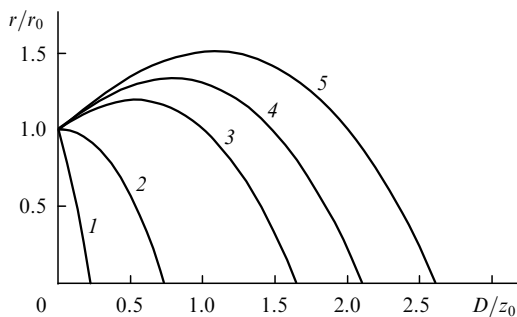


Рис.15. Расчетные стационарные профили скважин для пучка с прямоугольным распределением интенсивности при $F/F_{\text{пар}} = 0.25$ (1), 0.3 (2), 0.43 (3), 0.5 (4) и 0.6 (5) (где $F_{\text{пар}} = F_{\text{ст}}z_0/r_0$ – пороговая плотность энергии на границе пятна $r = r_0$, обеспечивающая параллельность боковых стенок на входе скважины, r_0 – радиус пучка на входной плоскости образца). Точечный источник, облучающий поверхность, расположен в точке $z = 0$, материал образца занимает область $z \geq z_0$ (т.е. $D/z_0 \geq 0$, где $D = z - z_0$).

Здесь z_1 – положение кончика слепой (несквозной) скважины, получаемое из условия $r(z_1) = 0$; r_{max} – максимальный (в зависимости от z) радиус профиля при $\psi \geq 1$; z_{max} – положение максимального радиуса профиля $r = r_{\text{max}}$, получаемое из условия $dr/dz = 0$ при $z = z_{\text{max}}$; h – глубина полученной слепой скважины; $\beta(z = z_0)$ – локальный угол наклона боковых стенок на входе.

Эти формулы (в частности, (21б)) показывают в явном виде управляющие факторы сверления – параметры материала ($C, \rho, T_m, T_i, \gamma$), геометрические параметры фокусировки (z_0 и r_0) и лазерные параметры (F). Аналитическая зависимость (21а) глубины скважины от плотности лазерной энергии хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис.9) для всех исследуемых полимеров при использующихся в модели $F_{\text{ст}} = 1, 2.2, 3, 5, 6.6$ и 8.5 мДж/см² для ПЭТ, ПК, ПИ, ПС, ПММА и ПЭЭК соответственно. Интересно отметить, что два остальных параметра в (21а), z_0 и r_0 , при таком моделировании берутся одинаковыми для всех полимеров: $z_0 = 1.8$ мм и $r_0 = 30$ мкм, что соответствует эксперименту.

Как видно из (22), боковые стенки на входе параллельны ($\beta(z = z_0) = 0$) при $\psi = 1$, т.е. при $F = F_{\text{пар}}$ (кривая 2 на рис.15). При плотностях энергии ниже пороговой ($F < F_{\text{пар}}$) скважина сходится в глубину по всей своей длине: $\beta(z \geq z_0) < 0$ (кривая 1 на рис.15), в то время как при плотностях энергии выше пороговой ($F > F_{\text{пар}}$) боковые стенки на входе расходятся ($\beta(z = z_0) > 0$), хотя в дальнейшем их наклон уменьшается и становится отрицательным, т.е. профиль становится сходящимся на глубинах $z > z_{\text{max}}$ (кривые 3–5 на рис.15).

3.4. Сверление глубоких сквозных отверстий с малой вариацией диаметра вдоль длины лазерными пучками с прямоугольным распределением плотности энергии

Из рис.15 видно, что полученные профили не имеют строго параллельных стенок как в случае оптимизированного распределения плотности энергии (18). С увеличением плотности энергии координата $z = z_{\text{max}}$ максимального радиуса профиля r_{max} смещается в сторону больших z и при $F \geq F_{\text{пар}}$ находится внутри материала (кривые 3–5 на рис.15). Вблизи $z = z_{\text{max}}$ диаметр скважины изменяется при изменении z в наименьшей степени. Для каждого значения плотности энергии можно найти некоторую область глубин внутри профиля, в пределах которой изменение радиуса скважины $r(z)$ от максимального (r_{max}) до минимального (r_{min}) значений в этой области не превышает, например, 33.3%, т.е. $r_{\text{max}}/r_{\text{min}} \leq 1.33$. Длина такой области H зависит от плотности энергии F , а максимальное значение $H(F)$, обозначаемое $H_{\text{опт}}$, достигается, как показывают вычисления, при

$$F = F_{\text{опт}} = 8.6a_0F_{\text{ст}} \quad (23)$$

и составляет

$$H_{\text{опт}} = 1.48z_0. \quad (24)$$

Здесь $a_0 = z_0/(2r_0) = 1/(2\alpha_0)$ – геометрический параметр, определяемый фокусировкой пучка на поверхность. Он имеет физический смысл обратной угловой расходимости пучка, выходящего из перетяжки. Таким образом, когда толщина образца h_s выбрана такой, что

$$h_s = H_{\text{opt}}, \tag{25}$$

можно получить сквозные отверстия, близкие к цилиндрическим, с аспектным отношением

$$a_{\text{opt}} = 1.48a_0. \tag{26}$$

Подстановка экспериментальных значений $a_0 = 60$ и $F_{\text{st}} \simeq 1$ мДж/см² для ПЭТ (рис.9) дает оценку $a_{\text{opt}} = 89$ при $F = F_{\text{opt}} = 0.52$ Дж/см².

Видно, что аспектное отношение a_{opt} пропорционально обратной угловой расходимости a_0 . Из оптики известно, что $2\alpha_0$ можно просто оценить как $2\alpha_0 = \lambda/d_f$, где d_f – диаметр перетяжки пучка, следовательно, $a_0 = d_f/\lambda$. Когда положение входной плоскости выбирается вне перетяжки, так что, например, $d = 2d_f$, то

$$a_0 = \frac{d}{2\lambda}.$$

Таким образом, a_0 растет с увеличением d и уменьшением λ . В описанных выше экспериментах $d = 30$ мкм и $\lambda = 248$ нм, что дает $a_0 = 60$. Однако при использовании, например, $d = 150$ мкм и $\lambda = 193$ нм получаем гораздо больший параметр a_0 ($a_0 = 390$) и согласно (26) аспектное отношение отверстия с практически параллельными стенками $a_{\text{opt}} = 580$.

3.5. Профиль скважины для гауссова пучка

Важным практическим случаем является сверление гауссовым пучком (рис.16). В рассматриваемой ниже модели угловое распределение плотности энергии пучка на входной плоскости образца определяется следующим образом:

$$F(\alpha) = F \exp\left(-\frac{2\alpha^2}{w_x^2}\right), \tag{27}$$

где w_x характеризует угловую расходимость гауссова пучка. На рис.16 $z = 0$ – координата перетяжки пучка, w_0 – радиус перетяжки, $z = z_0$ – положение передней плоскости образца, материал занимает область $z \geq z_0$, $z_R = \pi w_0^2 \times \lambda^{-1}$ – так называемая рэлеевская длина.

В модели для удобства расчетов мы полагаем $z_0 > z_R$. Это означает, что положение входной плоскости образца выбирается за перетяжкой – в области, где гауссов пучок может рассматриваться как сферическая волна от точечного источника, помещенного в точку $z = 0$. В таких ус-

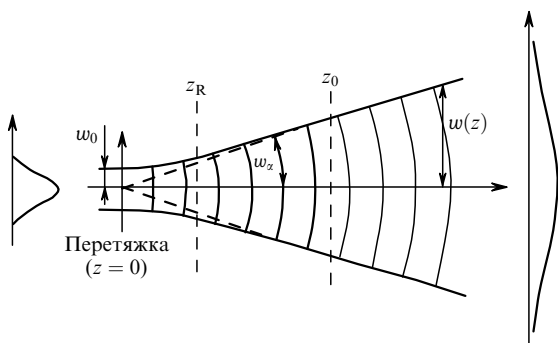


Рис.16. Схематическое изображение гауссова пучка, используемого в модели сверления.

ловиях пространственное распределение плотности энергии $F(r, z)$ с учетом угловой расходимости описывается формулой (8), в которой $F(\alpha)$ дается формулой (27).

Подстановка (27) в формулы (14), (15) позволяет найти профиль скважины $r(z)$ в параметрической форме, а также конечную стационарную глубину скважины h в зависимости от плотности энергии гауссова пучка:

$$r(\alpha) = \alpha z(\alpha), \quad z(\alpha) = z_0 \left[1 + \frac{\sqrt{\pi} w_x F}{\sqrt{2} F_{\text{st}}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}\alpha}{w_x}\right) \right]^{1/2} \tag{28}$$

$$(0 \leq \alpha \leq 3w_x),$$

$$h(F) = z_0 \left[\left(1 + \frac{\sqrt{\pi} w_x F}{\sqrt{2} F_{\text{st}}} \right)^{1/2} - 1 \right]. \tag{29}$$

Интересно отметить, что функционально, с точностью до численных коэффициентов, последнее соотношение для $h(F)$ совпадает с выражением (21а), полученным выше для пучка с прямоугольным распределением плотности энергии.

Вычисленные по формулам (28) безразмерные стационарные профили показаны на рис.17 для ряда плотностей энергии. Здесь $r_0 = \sqrt{2} w_x z_0$ – характерная единица измерения радиуса. Видно, что варьирование плотности энергии F на входе от $0.25F_{\text{opt}}$ до $4.5F_{\text{opt}}$ (т. е. в 18 раз) не сильно изменяет радиус скважины на входной поверхности $z = z_0$, который составляет примерно r_0 . Поделив выражение (29) для глубины скважины $h(F)$ на примерно постоянный входной диаметр $2r_0$, получим приближенную оценку аспектного отношения $a(F)$ скважины:

$$a(F) \simeq \frac{h(F)}{2r_0} = a_0 \left[\left(1 + \frac{\sqrt{\pi} w_x F}{\sqrt{2} F_{\text{st}}} \right)^{1/2} - 1 \right], \tag{30}$$

где

$$a_0 = \frac{z_0}{2r_0} = \frac{1}{2\sqrt{2} w_x} \tag{31}$$

можно назвать аспектным отношением самого лазерного гауссова пучка.

Для сверхвысоких аспектных отношений $\sqrt{\pi} w_x F / (\sqrt{2} F_{\text{st}})^{-1} \gg 1$. Тогда выражение (30) примет вид

$$a(F) \simeq \frac{\pi^{1/4}}{2 \times 2^{3/4}} \left(\frac{1}{w_x} \frac{F}{F_{\text{st}}} \right)^{1/2}. \tag{32}$$

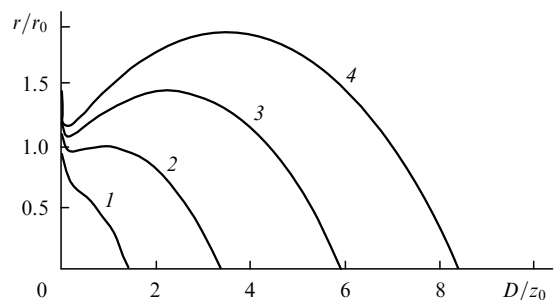


Рис.17. Расчетные безразмерные стационарные профили скважины для гауссова пучка с распределением плотности энергии $F(\alpha) = F \times \exp(-2\alpha^2/w_x^2)$ при $F/F_{\text{opt}} = 0.25$ (1), 1 (2), 2.43 (3) и 4.5 (4); $F_{\text{opt}} = 15.4F_{\text{st}}/w_x$, $r_0 = \sqrt{2} w_x z_0$.

Отсюда видно, что условием получения скважин со сверхвысокими аспектными отношениями (несколько сотен) является выполнение соотношения

$$\frac{1}{w_z} \frac{F}{F_{st}} = 10^5 - 10^6, \quad (33)$$

реализуемого при высокой плотности лазерной энергии по сравнению с порогом удаления материала в отсутствие нагрева стенок плазмой – $F/F_{st} = 10^3 - 10^4$ (выполняется для полимеров) и при малой расходимости пучка – $w_z = 10^{-2} - 10^{-3}$.

Пусть H – длина области скважины, где изменение радиуса от максимального значения на этом участке r_{max} до минимального r_{min} не превышает 5% (т. е. $r_{max}/r_{min} \leq 1.05$). Длина H мала при малых F , когда скважина быстро сходится в глубину (как, например, в случае кривой 1 на рис.17), и при больших F , когда скважина быстро расходится в глубину, по крайней мере, вблизи входа (как, например, в случае кривых 3 и 4). Таким образом, максимальное $H_{opt} = 1.66z_0$, достигается при некоторой оптимальной плотности энергии $F_{opt} = 15.4F_{st}/w_z$, соответствующей профилю 2 на рис.17. Аналогично рассмотренному выше случаю пучка с прямоугольным распределением плотности энергии, при выборе толщины образца h_s такой, что $h_s = H_{opt}$, получим сквозное отверстие, близкое к цилиндрическому, с аспектным отношением

$$a_{opt} = 1.66a_0. \quad (34)$$

Например, подстановка упоминавшейся выше экспериментальной величины $a_0 = 60$ дает $a_{opt} = 100$.

3.6. Расчет пропускания лазерного пучка сквозными отверстиями в зависимости от их глубины. Сравнение с экспериментом

В нашей модели сверления для рассматриваемых полимеров все лучи, распространяющиеся из точечного источника к боковым стенкам, полностью поглощаются в результате многократных рассеяний при их отражениях от стенок. При этом для отверстий со сверхвысоким аспектным отношением волноводные эффекты в переносе энергии излучения вдоль оси скважины оказываются крайне несущественными, поскольку, как мы показали выше, характерная длина L «волноводного» переноса световой энергии вдоль скважины намного меньше конечной глубины отверстия h . Поэтому можно считать, что вклад в пропускание сквозного отверстия определяется только энергией лучей из точечного источника O , напрямую достигающих выходного сечения сквозного отверстия.

Проверим справедливость этого утверждения, обратившись к описанным выше в разд.2 и представленным на рис.10 результатам экспериментов по измерению пропускания лазерного пучка сквозными отверстиями различной длины. Для пучка с прямоугольным распределением энергии $E(z)$ прошедшего излучения прямо пропорциональна телесному углу Ω , под которым выходное отверстие видно из точечного источника:

$$E(z) \propto \Omega(z) = \frac{\pi r^2(z)}{z^2}.$$

Соответственно для энергии E_0 падающего лазерного пучка можно записать выражение

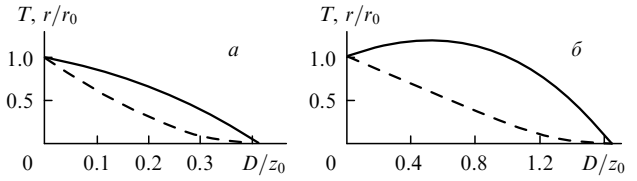


Рис.18. Пропускание лазерной энергии сквозным отверстием (штриховые кривые) в зависимости от безразмерной глубины отверстия для пучка с прямоугольным профилем при $F/F_{par} = 0.5$ (а) и 3 (б). Соответствующие профили скважины показаны сплошными кривыми.

$$E_0 \propto \Omega_0 = \frac{\pi r_0^2}{z_0^2}.$$

Таким образом, для пропускания $T(z) = E(z)/E_0$ из этих выражений получаем

$$T(z) = \frac{r^2(z)}{z^2} \frac{z_0^2}{r_0^2}, \quad (35)$$

где уравнение профиля скважины $r(z)$ дается соотношением (19).

Для гауссова пучка вычисление оказывается несколько более сложным, поскольку зависимость $T(z)$ описывается в параметрической форме, где параметром является угол α :

$$T(\alpha) = 1 - \exp\left(-\frac{2\alpha^2}{w_z^2}\right), \quad (36)$$

$$z(\alpha) = z_0 \left[1 + \frac{\sqrt{\pi} w_z F}{\sqrt{2} F_{st}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}\alpha}{w_z}\right) \right]^{1/2} \quad (0 \leq \alpha \leq 3w_z).$$

Вычисленное из (35) и (36) пропускание сквозного отверстия в зависимости от безразмерной глубины для прямоугольного и гауссова профилей пучка при низких и высоких плотностях лазерной энергии показано на рис.18 и 19. Там же приведены профили скважины. Видно, что в основной части скважины за исключением относительно малой части ее длины в непосредственной близости от дна зависимость $T(z)$ близка к линейной во всех рассматриваемых случаях – как для прямоугольного, так и для гауссова пучка, независимо от конкретного профиля скважины и плотности энергии. Это хорошо согласуется с обсуждавшимися выше экспериментальными значениями пропускания (рис.10), которые также линейно уменьшаются с ростом глубины. Такое согласие модели и эксперимента может рассматриваться как косвенное подтверждение справедливости сделанного нами при расчете предположения об отсутствии значительного вклада волноводных эффектов в перенос энергии излучения

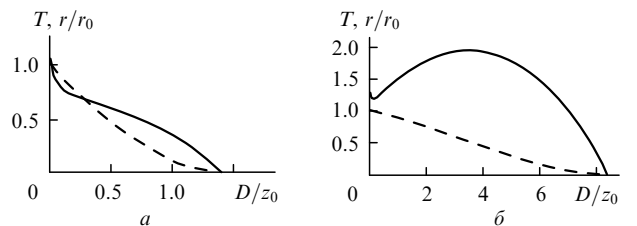


Рис.19. Пропускание лазерной энергии сквозным отверстием (штриховые кривые) в зависимости от безразмерной глубины отверстия для гауссова лазерного пучка с распределением плотности энергии $F(x) = F \exp(-2x^2/w_z^2)$ при $F/F_{opt} = 0.25$ (а) и 4.5 (б); $F_{opt} = 15.4F_{st} \times w_z^{-1}$. Соответствующие профили скважины показаны сплошными кривыми.

вдоль оси скважины в рассматриваемом случае УФ лазерного сверления сверхвысокоаспектных отверстий в полимерах.

4. Обсуждение результатов

При сверлении плотность энергии падающего пучка на передней плоскости образца составляет 7–10 Дж/см², что во много раз превышает порог абляции материала. При движении фронта абляции в глубь материала плотность энергии излучения, достигающего дна скважины, уменьшается, особенно для глубоких отверстий с очень высоким аспектным отношением. Построенная модель учитывает угловую расходимость излучения и его ослабление с расстоянием – существенные факторы, управляющие конечным стационарным профилем образующейся глубокой скважины.

Абляция и сверление самопроизвольно останавливаются, потому что лазерная энергия, поглощенная на стенках, становится равной (или ниже) некоторому порогу F_{st} , который мы называем порогом удаления материала с боковых стенок, чтобы избежать путаницы с классическим порогом абляции в неглубоких пятнах F_{th} . Эти пороги приведены в табл.1. Интересно, что F_{st} для изучаемых полимеров систематически во много раз ниже F_{th} . Причина этого – иной механизм удаления материала с боковых стенок при сверлении, чем при абляции из мелкого пятна. В частности, важный вклад дает выталкивание расплава. Из рис.5,б для ПММА видно, что вход отверстия покрыт множеством осажденных капелек. При обычной абляции из неглубокого пятна удаление материала обусловлено только лишь расширением возбужденного лазером объема. При абляции из глубокого отверстия в направлении от дна ко входу развивается поток материала в виде газа, а также жидких и твердых частиц. Как следствие, в ходе абляции любая элементарная поверхность на боковых стенках скважины испытывает сильное «увлекающее» влияние газового потока в направлении ко входу. Это делает более эффективным удаление материала при сверлении отверстия, чем при обычной поверхностной абляции из неглубокого пятна. Другими словами, удалению материала способствуют дополнительные факторы – поток плазмы и ударная волна, распространяющиеся от дна ко входу отверстия. Для более детального выяснения того, что происходит в отверстии в ходе импульсной абляции, необходимы более подробные исследования. Кроме того, полимеры отличаются от металлов более высокой вязкостью в расплавленном состоянии и в общем случае менее чувствительны к движению расплава вдоль поверхности. ПММА представляет собой предельный случай – при воздействии излучения на длине волны $\lambda = 248$ нм расплав этого полимера очень обилен. Другой предельный случай – ПК, абляция которого дает главным образом газ. Промежуточная ситуация наблюдается для ПЭТ, для которого мы недавно измерили [37, 38] поток расплава при абляции микропучками.

Использование большего фокусного расстояния f приводит к увеличению аспектного отношения пучка согласно простому соотношению $a_0 \propto f/D_0$, где D_0 – диаметр пучка на проецирующей линзе (см. рис.2,а). Соответственно, как следует из (26), (30), аспектное отношение a_{opt} части скважины с постоянным диаметром увеличивается с ростом a_0 . Однако оптимальная плотность энер-

гии для получения таких отверстий F_{opt} , которая также увеличивается с ростом a_0 , может превысить характерный порог F_{pl} , выше которого становится существенным влияние плазмы на уширение профиля скважины. Чтобы избежать этого, разумно так ограничить a_0 ($a_0 \leq a_0^{max}$), чтобы получить $F_{opt}(a_0^{max}) \approx F_{pl}$. С использованием (23) последнее соотношение дает $a_0^{max} = F_{pl}/(8.6F_{st})$, что согласно (26) устанавливает предел для максимального аспектного отношения части скважины с постоянным диаметром: $a_{opt}^{max} = F_{pl}/(5.8F_{st})$. Из этого простого соотношения становятся очевидными способы увеличения a_{opt}^{max} :

- увеличение F_{pl} , например за счет использования более коротковолнового излучения или проведения облучения в вакууме;
- уменьшение F_{st} , например, как видно из (5), за счет увеличения коэффициента поглощения γ полимера путем надлежащего выбора лазерной длины волны, и/или введения в материал сильно поглощающего допирования, и/или облучения в химически активной среде; можно также увеличивать начальную температуру образца T_i , что представляется особенно эффективным при сверлении металлов и керамик.

Эти оптимизированные аспектные отношения получены здесь в условиях неподвижной перетяжки пучка относительно материала. Аспектные отношения могут быть значительно (в несколько раз) увеличены при использовании более сложной «стратегии» сверления, например при постепенном перемещении перетяжки пучка по оси скважины в глубь материала. Это позволяет увеличить длину части скважины с постоянным диаметром.

Наконец, авторы работы [29] ранее выдвинули идею о возможности существенного каналирования излучения в скважине для объяснения высокого аспектного отношения полученного ими отверстия при лазерном сверлении. Интересно, что предложенная в настоящей работе модель многократного рассеяния и поглощения излучения дает удовлетворительное количественное объяснение получаемым высокоаспектным лазерным скважинам в полимерах, но не подтверждает возможность каналирования (рис.9). Поэтому мы считаем, что при сверлении высокоаспектных отверстий в полимерах волноводный эффект несущественен для переноса энергии вдоль скважины.

5. Выводы

Систематические экспериментальные исследования позволили построить аналитическую теоретическую модель сверления отверстий с рекордно высокими аспектными отношениями (несколько сотен) при многоимпульсном облучении ряда полимеров эксимерным KrF-лазером. Модель опирается на представления о самоорганизации поверхности: при многоимпульсном воздействии интенсивным лазерным пучком рельеф поверхности переходит в новое более устойчивое состояние, которое и соответствует конечному стационарному профилю глубокой лазерной скважины.

Получены следующие результаты:

- Установлен конкретный механизм распространения и поглощения энергии в глубоких отверстиях. Его учет наряду с учетом угловой расходимости сфокусированного лазерного пучка является ключевым фактором для теоретического описания лазерного сверления глубоких отверстий.

– Показано, что рассчитанная зависимость глубины от плотности энергии падающего излучения хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью для пучка с прямоугольным распределением интенсивности. Конечный профиль скважины в зависимости от плотности падающей энергии рассчитан также для гауссова лазерного пучка.

– Модель показывает, что для получения отверстий с аспектными отношениями в несколько сотен необходимо обеспечить величину $F/(\omega_x F_{st})$ порядка $10^5 - 10^6$, что, например, реализуется для полимеров при $F/F_{st} = 10^3 - 10^4$ и $\omega_x = 10^{-2} - 10^{-3}$.

– Получено выражение для оптимальной плотности энергии лазерного импульса, при которой достигает максимума длина той части скважины, где диаметр меняется относительно слабо (например, отклоняется не более чем на $\pm 5\%$ от своего среднего значения на этой длине). Данная оптимальная плотность энергии прямо пропорциональна порогу удаления материала с боковых стенок скважины и обратно пропорциональна угловой расходимости пучка.

Необходимо отметить также, что оптимизированные аспектные отношения, полученные здесь для простой ситуации – неподвижной перетяжки пучка относительно облучаемого материала, могут быть еще в несколько раз увеличены при использовании более сложной «стратегии» сверления: постепенного перемещения перетяжки пучка вдоль оси скважины в глубь материала.

- Braren B., Srinivasan R. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3**, 913 (1985).
- Lambda Highlights*, **7**, 4 (1987).
- Liedl G., Schröder K., Kaplan A.F.H. *Appl. Surf. Sci.*, **106**, 374 (1996).
- Lambda Highlights*, **18**, 2 (1989).
- Miyamoto I., Maruo H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1279**, 66 (1990).
- Lambda Highlights*, **34**, 2 (1992).
- Tönshoff H.K., Hesse D., Gedrat O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1810**, 572 (1993).
- Tsetseku A., Zambetakis Th., Stournaras C.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1810**, 615 (1993).
- Kononenko T.V., Garnov S.V., Pimenov S.M., Konov V.I., Dausinger F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3343**, 458 (1998).
- Wehner M. In: *Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlung*. Ed. by G.Herziger, P.Loosen (München: Carl Hanser Verlag, 1993, p. 180).
- Sowada U., Lokai P., Kahlert H.J., Basting D. *Laser und Optoelektronik*, **21**, 107 (1989).
- Poprawe R., Schulze W., Wehner M. *Opto Elektronik Magazin*, **6**, 70 (1990).
- Lazare S., Drilhole D., Lopez J., Weisbuch F. *Revue de la Société Française du Vide*, **54** (287), 265 (1998).
- Lazare S., Lopez J., Weisbuch F. *Appl. Phys. A*, **69**, 1 (1999).
- Lopez J., Lazare S., Champeaux C., Catherinot A. *J. Phys. IV*, **9** (5) 153 (1999).
- Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., et al. *Proc. Int. Conf. on Lasers'98* (Virginia: STS Press, 1998).
- Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3888**, 685 (2000).
- Callies G., Schittenhelm H., Berger P., Hügel H. *Proc. VI European Conf. on Laser Treatment of Materials (ECLAT'96)*(Stuttgart, Germany, 1996, Vol. 2, p. 613).
- Hodapp T.W., Fleming P.R. *J. Appl. Phys.*, **84**, 577 (1998).
- Wu F., Pilkington R.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3274**, 306 (1998).
- Paterson C., Holmes A.S., Smith R.W. *J. Appl. Phys.*, **86**, 6538 (1999).
- Golubev V.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3888**, 244 (1999).
- Голубев В.С., Мирзоев Ф.Х. *Письма в ЖТФ*, **29**, 30 (2003).
- Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Деятельность лазерного излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
- Armon E., Hill M., Spalding I.J., Zvirin Y. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5003 (1989).
- Kar A., Mazumder J. *J. Appl. Phys.*, **68**, 3884 (1990).
- Olson R.W., Swope W.C. *J. Appl. Phys.*, **72**, 3686 (1992).
- Solana P., Kapadia P., Dowden J.M., Marsden P.J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, 942 (1999).
- Podlesnik D.V., Gilgen H.H., Osgood R.M. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 496 (1986).
- Tokarev V.N., Kaplan A.F.H. *Lasers in Engineering*, **7**, 295 (1998).
- Tokarev V.N., Lopez J., Lazare S. *Appl. Surf. Sci.*, **168**, 76 (2000).
- Tokarev V.N., Lopez J., Lazare S., Weisbuch F. *Appl. Phys. A*, **76**, 385 (2002).
- Lazare S., Tokarev V.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5662**, 221 (2004).
- Lazare S., Lopez J., Turlet J.M., Kufner M., Kufner S., Chavel P. *Appl. Opt.*, **35**, 4471 (1996).
- Tokarev V.N., Wilson J.I.B., Jubber M.G., John P., Milne D.K. *Diamond and Related Materials*, **4**, 169 (1995).
- Tokarev V.N., Kaplan A.F.H. *J. Appl. Phys.*, **86**, 2836 (1999).
- Weisbuch F., Tokarev V.N., Lazare S., Débarre D. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 95 (2002).
- Weisbuch F., Tokarev V.N., Lazare S., Débarre D. *Appl. Phys. A*, **76**, 613 (2003).