

УДК 621.362; 621.383

*А.Н. СОЛДАТОВ\**, *\*\**, *А.В. ВАСИЛЬЕВА\**, *Ю.С. МИРЗА\**, *Ю.П. ПОЛУНИН\**,  
*И.В. РЕЙМЕР\*\**, *А.С. ШУМЕЙКО\**, *Н.А. ЮДИН\**

## ПЕРСПЕКТИВЫ ВНЕДРЕНИЯ ТЕХНОЛОГИИ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОРАСКОЛА СТЕКЛА ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ<sup>1</sup>

Показана перспективность применения процесса управляемого лазерного термораскалывания для прецизионной обработки оксидных стекол излучением лазера на парах стронция Sr ( $\lambda = 1; 3; 6,4$  мкм), так как спектры его излучения располагаются в области полупрозрачности этих стекол. Излучение эффективно поглощается в объеме материала на глубину 300–600 мкм, что создает термонапряжения, имеющие форму глубокого клина, и позволяет раскалывать стекла с высоким качеством края и с большой скоростью. Рассмотрены перспективы создания отпаянного лазера на парах стронция для внедрения данной технологии.

**Ключевые слова:** лазерный термораскол стекла; лазер на парах стронция.

### Введение

В настоящее время во всем мире основная доля высококачественного листового стекла вырабатывается флоат-методом, который был разработан и запатентован в 1959 г. английским изобретателем Аластером Пилкингтоном. Резка непрерывной ленты стекла на заготовки осуществляется механически, с помощью твердосплавных роликов. Основными недостатками механической резки стекла являются:

- низкое качество резки из-за наличия большого количества микротрещин вдоль линии реза и, как следствие этого, низкая механическая прочность стекла, составляющая ~15–20 МПа;
- загрязнение поверхности стекла в зоне резки стеклянной пылью и продуктами смачивания режущих роликов, требующее дополнительной очистки поверхности стекла;
- необходимость частой замены режущих роликов в процессе выработки стекла, что сопровождается увеличением брака продукции [1].

В связи с этим поиск и разработка новых высокоэффективных методов резки листового стекла является задачей чрезвычайно важной и актуальной. В последнее время широкое признание и распространение для прецизионной безотходной резки таких хрупких неметаллических материалов, как стекло, керамика, сапфир, кварц и полупроводниковые материалы, получил метод лазерного управляемого термораскалывания (ЛУТ), который свободен от перечисленных выше недостатков [2]. Сущность метода лазерного управляемого термораскалывания (рис. 1) заключается в нагревании поверхности хрупкого непрозрачного материала лазерным излучением, как правило, имеющим форму эллиптического пучка размерами  $2A \times 2B$ , вытянутого вдоль направления движения  $X$  с последующим охлаждением зоны нагрева с помощью хладагента, например воздушно-водяной струи. При подаче хладагента вслед за лазерным пучком на фронте кипения происходит резкое локальное охлаждение поверхности материала по линии реза. Создаваемый градиент температур обуславливает возникновение в поверхностных слоях материала напряжений растяжения, которые обеспечивают образование и распространение трещины глубиной  $\delta$ .

Глубина проникновения трещины  $\delta$  определяется распределением термоупругих напряжений, зависящим от целого ряда факторов. К числу факторов, имеющих первостепенное значение для процесса ЛУТ, следует отнести:

- параметры лазерного пучка, а именно: длина волны и плотность мощности лазерного излучения, импульсно-периодические свойства и модовая структура излучения, размеры и форма лазерного пучка на поверхности разделяемого материала;
- скорость относительного перемещения лазерного пучка и материала;
- теплофизические свойства, количество и условия подачи хладагента в зону нагрева;
- теплофизические и механические свойства разделяемого материала, его толщина и состояние поверхности.

<sup>1</sup> Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-08-98140 р\_сибирь\_а.

К преимуществам указанного метода резки следует отнести большую скорость разделения; высокую точность при размерной обработке; низкую энергоемкость процесса обработки; высокую чистоту процесса из-за безотходности процесса разделения; высокое качество поверхности разделяемых изделий.

В целом, существует несколько путей повышения качества и производительности резки стекла. Они основаны на применении: новых типов лазеров (оптимизированных под спектр пропускания стекла), двухлучевых схем (два типа различных лазеров: оптимизированные для линейного входа управляемой трещины в стеклянные образцы и для сквозного разделения стекла), специальной оптики, технологических режимов, обеспечивающих высокое качество изделий с большой скоростью обработки.

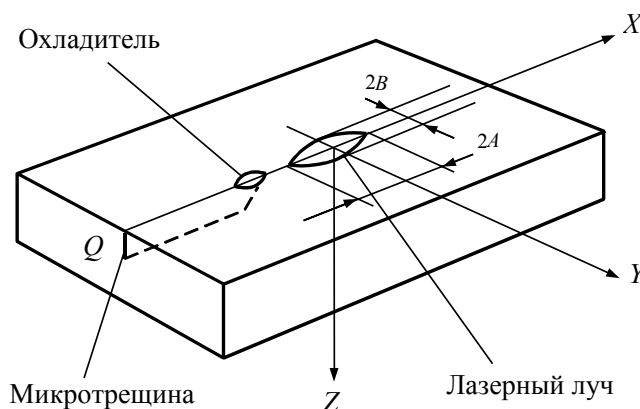


Рис. 1. Схема процесса лазерного управляемого термораскалывания

### 1. Метод управляемого лазерного термораскалывания

Развитие метода управляемого лазерного термораскалывания осуществляется по двум направлениям.

Первое – это поверхностная микротрещина, создаваемая излучением  $\text{CO}_2$ -лазером (10,6 мкм). Излучение этого лазера поглощается в оксидных стеклах на глубину 50–100 мкм [3–5]. Поэтому создаваемая микротрещина не превышает размеров  $\delta \sim 5\text{--}100$  мкм, но скорость развития этой микротрещины может достигать больших величин – до 1000 мм/с. Для сквозного разделения стеклянных изделий применяется дополнительная операция, чаще всего механический излом. Максимальная толщина  $d$  разделяемого материала с помощью излучения  $\text{CO}_2$ -лазера составляет  $\sim 5$  мм (возможно сквозное термораскалывание стекла при повторном воздействии на созданную микротрещину расфокусированного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, но при этом скорости такого процесса небольшие). Условие поверхностного нагрева стекла является обязательным и обеспечивается лучом  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны 10,6 мкм.

Второе направление – это объемная (сквозная) микротрещина, создаваемая излучением Nd-лазера (1,06 мкм). Как известно [3, 5, 6], оксидные стекла в области излучения Nd-лазера имеют низкое поглощение. Однако, даже этого поглощения при высокой мощности лазера ( $P \gg 100$  Вт) достаточно для создания термонапряжений, приводящих к созданию сквозной микротрещины. Особенностью данного способа управляемого лазерного термораскалывания является возможность сквозного разделения стекол большой толщины до  $d \sim 30$  мм, но при весьма малых скоростях обработки – максимум до 100 мм/с. Однако не все марки стекол можно обрабатывать данным лазером. Высокочистые стекла, поглощающие  $\sim 0,1\text{--}1\%$  излучения Nd-лазера, не поддаются термораскалыванию.

Основным применением технологии управляемого лазерного термораскалывания является размерная обработка стекла для дисплеев, в которых требуется следующее: сквозное разделение стекол толщиной  $d \sim 0,6\text{--}0,8$  мм с точностью 5–20 мкм и со скоростью до 500 мм/с. Однако применение перечисленных выше лазеров не решает в полной мере поставленной задачи. Поэтому актуальным является поиск новых лазерных источников излучения для термораскалывания стекол с заданными параметрами.

Анализ показал, что наиболее оптимальным источником для высокоэффективного управляемого лазерного термораскалывания является лазер со спектром излучения в области полупрозрачности стекол (2–7 мкм) мощностью излучения не менее 20–100 Вт. В этой области излучают импульсно-периодический лазер на парах Sr ( $\sim 1; \sim 3; 6,45$  мкм) [7] и непрерывный газовый CO-лазер (5,1–6,2 мкм) [8].

Основной термораскалывания является локальное термонапряжение, вызывающее появление микротрещины. Термонапряжение в первую очередь зависит от глубины поглощения применяемого лазерного излучения. Для  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) оно носит поверхностный характер

(< 100 мкм). Для Nd-лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) оно носит объемный характер и, как правило, распространяется на всю толщину стекла. Для СО-лазера (5,1–6,2 мкм) и Sr-лазера ( $\sim 1$ ;  $\sim 3$ ; 6,4 мкм) оно имеет величину порядка 300–600 мкм. В случае Sr- и СО-лазеров создается наиболее оптимальная область поглощения лазерного излучения, приводящая к термонапряжениям, имеющим форму глубокого клина, что позволяет раскалывать стекла большой толщины с высоким качеством края и с большой скоростью.

Было создано несколько установок для сравнительного исследования режимов термораскалывания с помощью вышперечисленных лазеров [9, 10]. Проведены термомеханические расчеты процесса термораскалывания стекол с использованием излучения Sr-лазера; получены распределения полей напряжения растяжения, действующих перпендикулярно плоскости разделения образцов, подвергнутых воздействию СО<sub>2</sub>- и Sr-лазеров соответственно. Из этих расчетов следует [9]:

Во-первых, пространственное распределение максимальных по значению области зон сжимающих напряжений в объеме материала, останавливающих развитие микротрещины и формирующих ее глубину, для нагрева Sr-лазером характеризуется более глубоким расположением в обрабатываемом стекле ( $\delta = 200$  мкм – для СО<sub>2</sub>-лазера,  $\delta = 600$  мкм – для Sr-лазера). Форма соответствующих полей термоупругих зон напряжений сжатия создает более глубокое развитие микротрещины при использовании Sr-лазера по сравнению с СО<sub>2</sub>-лазером.

Во-вторых, при равной мощности лазерного излучения и конфигурации пучка значение максимальных величин температуры в случае Sr-лазера меньше приблизительно на 30 %, при этом величины растягивающих напряжений в обоих случаях приблизительно одинаковы, что позволяет увеличить мощность излучения Sr-лазера. Это обеспечит повышение величины напряжений растяжения формируемых в зоне подачи охладителя, вероятности зарождения микротрещины и более высокую устойчивость процесса.

В-третьих, при осуществлении режима сквозного термораскалывания или режима лазерного докалывания использование объемного нагрева может уменьшить влияние краевых эффектов, так как величина растягивающих напряжений перед лазерным пучком для Sr-лазера меньше, чем для СО<sub>2</sub>-лазера. В результате неконтролируемое движение трещины при подходе к границе изделия начинается позже, что и обеспечит уменьшение краевого дефекта.

Экспериментальные работы, проведенные на лазерной установке с применением СО<sub>2</sub>- и Sr-лазеров, подтвердили расчетные оценки поведения микротрещины при проведении управляемого термораскалывания. Работы проводились при одинаковой марке стекла (толщина  $d \sim 0,7$  мм).

Сравнение влияния типа излучателя на технологический процесс проводилась по следующим параметрам: качество поверхности скола стекла после раскалывания (прочность, микронеоднородности). Экспериментальные работы, проведенные на лазерной установке с применением СО<sub>2</sub>- и Sr-лазеров, показали, что более высокое качество сколов стекол получается при использовании Sr-лазера. Как видно из графиков сравнительных механических испытаний (рис. 2), более высокую механическую прочность имеют стекла после раскалывания излучением Sr-лазера. Измерение геометрической однородности показали высокое качество поверхности сколов, полученных с помощью Sr-лазеров. Это подтверждает, что излучение Sr-лазера может явиться основным инструментом для лазерного управляемого термораскалывания при создании плоских панелей дисплеев LCD и др. Это подтверждает апробация вышерассмотренной технологии (с излучением Sr-лазера) термораскалывания стекла, используемого для производства панелей дисплеев LCD фирмой «SAMSUNG» (Ю. Корея). Были получены результаты (подобные приведенным на рис. 3), подтверждающие высокую эффективность технологического процесса термораскалывания стекла, используемого фирмой «SAMSUNG» (Ю. Корея) для производства дисплеев.

Однако, несмотря на высокую эффективность термораскалывания стекла излучением Sr-лазера, очевидно, что перспективы внедрения данной технологии связаны с развитием производства лазеров на самоограниченных переходах стронция. Это определило необходимость проведения более детального исследования Sr-лазера для оценки возможности создания отпаянных лазеров с эксплуатационными характеристиками, не уступающими хорошо изученному в настоящее время лазеру на самоограниченных переходах атома меди [11, 12].

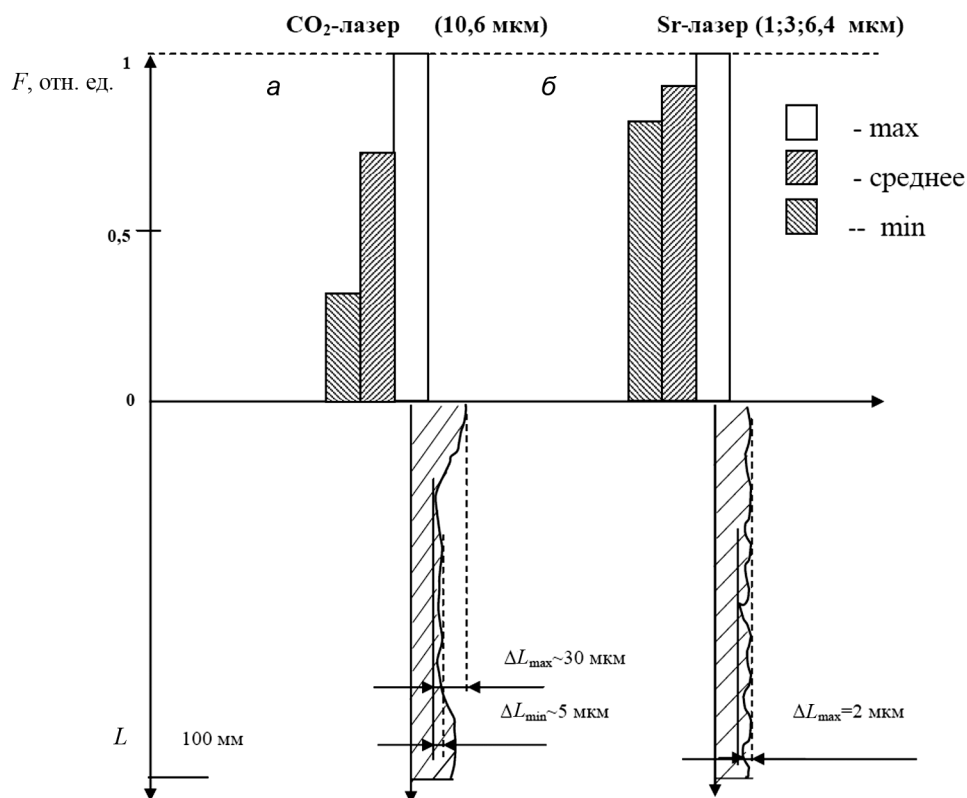


Рис. 2. Гистограммы прочности и геометрической однородности поверхности сколов стекол, полученных термораскалыванием мм-го стекла излучением  $\text{CO}_2$ - и Sr-лазеров

## 2. Энергетические и эксплуатационные характеристики лазера на парах стронция

При разработке газоразрядных трубок (ГРТ) лазера на парах стронция использовалась технология производства ГРТ-лазера на парах меди [12]. При этом в качестве разрядного канала использовалась  $\text{BeO}$ -керамика с теплоизоляцией огнеупорным войлоком. Цилиндрические электроды, выполненные из листового ниобия, располагались в холодных буферных зонах на расстоянии  $\sim 1\text{--}3$  мм от разрядного канала. Для накачки активной среды Sr-лазеров использовались источники питания лазеров на парах меди.

Исследование частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) Sr-лазера показало, что энерго-съем в лазере растет пропорционально объему активной среды при относительно однородном распределении излучения лазера по сечению разрядного канала ГРТ [13], а предельная частота следования импульсов генерации может достигать  $\sim 1$  МГц [14]. Наблюдаемые экспериментально зависимости ЧЭХ Sr-лазера от параметров накачки существенно отличаются от ЧЭХ, типичных для Cu-лазера [11]. При этом практический КПД Sr-лазера оказался сравним ( $\sim 0,5\%$ ) с практическим КПД Cu-лазера, хотя квантовые КПД этих лазеров различается почти на порядок. Как показали дальнейшие исследования [15], действительно имеется существенное различие в формировании инверсии в лазерах на самоограниченных переходах (ЛПМ) видимого и ближнего ИК-диапазонов (Cu, Au, Pb, Bi, SrII и т.д.) и ЛПМ, излучающих на линиях среднего и дальнего ИК-диапазона ( $\geq 5$  мкм) в спектрах атомов щелочно-земельных (Sr, Ca) и редкоземельных (Eu, Sm, Yb и т.д.) металлов. Различие в формировании инверсии связано с тем, что в ЛПМ видимого и ближнего ИК-диапазонов с квантовой эффективностью рабочего перехода большей 20 % существует определенное значение электронной температуры ( $T_e$ ), при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начинает превышать скорость заселения нижних лазерных уровней (например, для Cu  $\sim 1,7$  эВ). Следовательно, формирование населенности на рабочих переходах атомов осуществляется группами электронов с разной энергией, в то время как в лазерах с квантовой эффективностью рабочего перехода меньше 20 %, излучающих на линиях среднего и дальнего ИК-диапазона, отсутствуют пороговые условия по накачке [15]. В этом случае в формировании населенности на рабочих переходах участвуют практически все электроны, а величина инверсии определяется от-

ношением сечений возбуждения рабочих лазерных уровней. Однако вышесказанное не определяет в полной мере наблюдаемое различие ЧЭХ-лазеров на парах меди и стронция.

В настоящее время при создании лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, в частности Си-лазера, наиболее широко используются газоразрядные трубки с электродами, расположенными в холодных буферных зонах на расстоянии несколько сантиметров от теплоизолированного керамического разрядного канала [12].

Согласно [16], активная среда (плазма), геометрические размеры которой определяются разрядным каналом, разрядный канал и обратный токопровод конструктивно представляют собой конденсатор (собственная емкость ГРТ –  $C_{ГРТ}$ ). Поэтому в начальный момент разрядки накопительного конденсатора  $C$  осуществляется зарядка обостряющей емкости  $C_0$  и  $C_{ГРТ}$ . Типичные длительности импульсов возбуждения в ЛПМ составляют  $\sim 100$  нс по полувысоте, а времена нарастания напряжения на ГРТ  $\sim 30$ – $60$  нс [11]. При таких временах накачки разрядный контур лазера можно рассматривать как электрическую цепь с сосредоточенными параметрами. При зарядке конденсатора в этих условиях, как хорошо известно, возникает разность потенциалов между пластинами конденсатора, но при этом все точки пластины конденсатора находятся под общим потенциалом. По этой причине невозможна накачка активной среды во время зарядки емкостных составляющих разрядного контура от накопительного конденсатора. Собственная емкость ГРТ шунтируется со стороны анода холодной буферной зоной. Поэтому разность потенциалов возникает на холодных буферных зонах при зарядке емкостных составляющих, что обуславливает зажигание в этих зонах тлеющего разряда. Заряд, уходящий из плазмы на анод, поддерживающий тлеющий разряд в холодных буферных зонах, должен компенсироваться поступающим зарядом от накопительного конденсатора (током смещения заряда). Следовательно, разность потенциалов на активной среде возникает, когда емкостные составляющие зарядятся до напряжения, сравнимого с напряжением на накопительном конденсаторе, т.е. когда напряжение на ГРТ достигает максимального значения [17]. Момент возникновения разности потенциалов на активной среде можно интерпретировать как пробой. Вышесказанное подтверждается не только результатами экспериментальных исследований [16–18], но и тем, что в ЛПМ никогда не наблюдается генерация на фронте нарастания импульса напряжения [11]. Обострение напряжения на активной составляющей импеданса активной среды обусловлено тем, что к моменту пробоя оказываются заряженными  $C_0$  и  $C_{ГРТ}$  до напряжения, сравнимого с напряжением на накопительном конденсаторе, а ток, протекающий через тиратрон к этому моменту, составляет  $\sim 60$  % от пикового значения тока [16–18]. Поскольку в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура в холодных буферных зонах зажигается тлеющий разряд, то развитие тепловых неустойчивостей приводит к падающей вольт-амперной характеристике (ВАХ) разряда и, как следствие, – к срыву стабильного горения разряда. Наблюдается контракция разряда в холодных буферных зонах, происходит быстрый нагрев катодного пятна, возникает термоэмиссия, и за короткое время (до момента пробоя) резко снижается сопротивление холодных буферных зон. Данные процессы характерны для газоразрядных трубок с электродами, расположенными в холодных буферных зонах, когда расстояние между разрядным каналом и электродом составляет несколько сантиметров. В этом случае ВАХ аномального тлеющего разряда в холодных буферных зонах развивается по правой кривой Пашена с сильным ростом тока и резким падением напряжения.

С уменьшением расстояния между разрядным каналом и электродами, согласно [19], должны возникнуть условия, когда в результате нагрева газа и уменьшения его плотности происходит переход к затрудненным условиям горения разряда. В этом случае после зажигания разряда на правой ветви кривой Пашена в процессе роста тока, сопровождающегося нагревом газа, происходит переход разряда на «другую ВАХ», соответствующую горению на левой ветви кривой Пашена. Переход к затрудненным условиям горения разряда в холодных буферных зонах устраняет контрактирование разряда в этих зонах, при этом сопротивление  $R_c$  холодных буферных зон может составлять  $\sim 100$  Ом. Рассмотрим процесс разрядки  $C_{ГРТ}$ , чтобы оценить механизм накачки активной среды в этих условиях. Плазмой, как известно, называется квазинейтральный газ заряженных частиц, и соответственно непосредственно в плазме невозможно аккумулировать избыточный заряд в процессе зарядки  $C_{ГРТ}$ . Данный заряд должен располагаться на поверхности плазмы (в нашем случае, на стенке диэлектрического разрядного канала ГРТ), от которого плазма должна экранироваться слоем заряда с противоположным знаком, тем самым сохраняя квазинейтральность. Например, емкость  $C_{ГРТ}$  с ВеО-разрядным каналом диаметром 2 см и длиной 50 см составляет  $\sim 60$  пФ [20]. В  $C_{ГРТ}$

запасается заряд  $Q \sim 6 \cdot 10^{-7}$  К при напряжении на ГРТ  $\sim 10$  кВ или  $\sim 4 \cdot 10^{12}$  электронов на поверхности разрядного канала, что составляет  $\sim 0,2-0,3$  % от общего количества предимпульсных электронов в активной среде. В процессе разрядки  $C_{ГРТ}$  должно происходить смещение заряда по поверхности разрядного канала от катода к аноду таким образом, чтобы не возникла разность потенциалов на его поверхности, если разрядный контур имеет сосредоточенные параметры. Это устраняет возможности инициирования как продольной неустойчивости в активной среде, так и продольной накачки активной среды. Разрядка  $C_{ГРТ}$  обуславливает уменьшение заряда на поверхности разрядного канала ГРТ и возникновение в плазме нескомпенсированного в радиальном направлении заряда. Соответственно в плазме возникает электрическое поле

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi en_e x,$$

стремящееся восстановить квазинейтральность плазмы в возмущенном слое (где  $x$  – толщина разделения пространственного заряда,  $\sigma$  – поверхностная плотность заряда). Скорость изменения этого поля будет определяться скоростью ухода заряда с поверхности диэлектрического разрядного канала, т.е. временем разрядки емкости  $C_{ГРТ}$

$$\tau = C_{ГРТ} \cdot R_c \sim 60 \text{ пФ} \cdot 100 \text{ Ом} \sim 6 \text{ нс}.$$

Поскольку в разрядном контуре  $C \gg C_0 > C_{ГРТ}$ , то после разрядки  $C_{ГРТ}$  должен начаться периодический процесс ее зарядки и разрядки до полной разрядки накопительного конденсатора. Соответственно в результате разрядки накопительной емкости в активной среде возникает поперечное переменное электрическое поле с частотой  $\sim 100$  МГц, т.е. в активной среде возникает ВЧ-разряд, обеспечивающий накачку активной среды. Наличие поперечного электрического поля в плазме устраняет условия для возникновения положительной обратной связи, усиливающей локальные флуктуации электронной плотности в разряде.

Различие условий накачки активной среды Си-лазера (импульсно-периодический разряд) и Sr-лазера (ВЧ-разряд) обуславливает отличие условий поддержания активной среды при рабочей температуре. Разогрев и поддержание активной среды при рабочей температуре Си-лазера осуществляется за счет диссипации в активной среде энергии при разрядке накопительного конденсатора. Это обуславливает радиальную тепловую неоднородность в активной среде с максимумом температуры на оси разрядного канала, что определяет неоднородное радиальное распределение лазерного излучения по сечению разрядного канала ГРТ [11]. В случае накачки ВЧ-разрядом, существенная доля ( $\sim 50$  %) энергии, запасенной в накопительном конденсаторе, затрачивается на работу по смещению заряда из-за процесса периодической зарядки и разрядки собственной емкости ГРТ. Эта энергия выделяется в виде джоулева тепла в холодных буферных зонах, создавая термический подогрев разрядного канала благодаря высокой теплопроводности ВеО-керамики, что снижает (устраняет) радиальную тепловую неоднородность в активной среде, обуславливая однородное радиальное распределение лазерного излучения. Высокое активное сопротивление ( $\sim 100$  Ом) ГРТ при ВЧ-разряде обеспечивает более полное согласование источника питания с нагрузкой (в сравнении с Си-лазером) и, как следствие, снижается обратное напряжение на аноде тиратрона [21], обеспечивая срок службы тиратрона  $> 1000$  ч в разрядном контуре лазера [22].

На основе проведенных исследований в Томском государственном университете были разработаны отпаянные Sr-лазеры со средней мощностью  $\sim 5$  Вт при объеме активной среды  $150 \text{ см}^3$  и потребляемой средней мощности от высоковольтного выпрямителя  $\sim 1$  кВт [7, 23]. Следовательно, учитывая масштабируемость энергетических характеристик Sr-лазеров – линейную зависимость энергосъема в Sr-лазере от объема активной среды, можно разрабатывать отпаянные Sr-лазеры с требуемыми параметрами для эффективного термораскалывания стекла.

### Заключение

Проведенные работы по лазерному термораскалыванию стекла излучением Sr-лазера показали, что:

- при толщине стекла  $d \sim 0,7-1$  мм достигается сквозное термораскалывание с высокой скоростью обработки при весьма малой мощности лазера (20 Вт);
- скорость сквозного термораскалывания стекла значительно выше, чем при применении  $\text{CO}_2$ - и Nd-лазеров;
- получаемые сколы стекол имеют минимальное количество микронеоднородностей и более высокую прочность, чем у образцов стекол, полученных с помощью  $\text{CO}_2$ -лазера;

• возможно создание отпаянных Sr-лазеров с требуемыми для рассматриваемой технологии параметрами и эксплуатационными характеристиками, не уступающими хорошо изученному в настоящее время Cu-лазеру.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратенко В.С., Борисовский В.Е., Гиндин П.Д. и др. // Приборы. – 2006. – № 8. – С. 52–56.
2. Сысоев В.К., Булкин Ю.Н., Чадин В.С. и др. // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33. – Вып. 1. – С. 54–59.
3. Мачулка Г.А. Лазерная обработка стекла. – М.: Сов. радио, 1979. – С. 136.
4. Сысоев В.К., Папченко Б.П., Захарченко А.В., Вятлев П.А. // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71. – № 2. – С. 41–45.
5. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для ИК-техники. – М.: Наука, 1965. – С. 335.
6. Солинов В., Сирота А., Чадин В. // Строительные материалы, оборудование, технологии XXI века. – 2004. – № 5. – С. 50–52.
7. Солдатов А.Н., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д. и др. Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2012. – 526 с.
8. Алейников В.С., Масычев В.И. Лазеры на окиси углерода. – М.: Радио и связь, 1990. – С. 312.
9. Сысоев В.К., Булкин Ю.Н., Вятлев П.А. и др. // Электронный научный журнал «Исследования в России». <http://zhurnal.apec.relarn.ru/articles/2007/084.pdf>. – 2007.
10. Sysoev V.K., Bulkin Yu.N., Vyatlev P.A., and Soldatov A.N. // Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies / ed. by V.P. Veiko, Proc. of SPIE. – 2008. – V. 6985. – P. 69850.
11. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 151 с.
12. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. – М.: Физматлит, 2005. – 312 с.
13. Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 11. – С. 1051–1056.
14. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В. и др. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – № 1. – С. 31–33.
15. Полунин Ю.П., Прокопьев В.Е., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 75–79.
16. Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 1. – С. 23–28.
17. Юдин Н.А. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 113–118.
18. Hogan G.P. and Webb S.E. // Opt. Commun. – 1995. – V. 117. – No. 5. – P. 570–579.
19. Юдин Н.А., Костыря И.Д., Полунин Ю.П., Юдин Н.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 2. – С. 51–59.
20. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полунин Ю.П. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 1. – С. 6–9.
21. Юдин Н.А. // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – № 9. – С. 795–798.
22. Юдин Н.А. // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – № 9. – С. 815–819.
23. Солдатов А.Н., Сабогинов Н.В., Костадинов И.К. и др. // Оптика атмосферы и океана. – 2013. – Т. 26. – № 10. – С. 877–880.

\*Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 09.10.13.

\*\*Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова  
Национального исследовательского Томского государственного университета,  
г. Томск, Россия  
E-mail: general@tic.tsu.ru

---

Солдатов Анатолий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, декан факультета инновационных технологий;  
Васильева Анна Викторовна, ассистент каф. управления инновациями;  
Мирза Сергей Юрьевич, инженер;  
Полунин Юрий Петрович, ст. науч. сотр.;  
Реймер Игорь Викторович, науч. сотр.;  
Шумейко Алексей Семенович, инженер;  
Юдин Николай Александрович, д.т.н., профессор.