

# Роль плазмы в абляции материалов ультракороткими лазерными импульсами

С.М.Климентов\*, Т.В.Кононенко\*, П.А.Пивоваров\*, С.В.Гарнов\*, В.И.Конов\*, А.М.Прохоров\*, Д.Брайтлинг\*\*, Ф.Даусингер\*\*

*Исследовано абляционное формирование фемтосекундными и пикосекундными лазерными импульсами глубоких каналов в стали. Установлено, что значительная экранировка падающей энергии внутри глубоких каналов в этом случае вызывается пробоем воздуха на аблированных микрочастицах. Оценены пороги пробоа и времена оседания микрочастиц. Показано, что возникающая плазменная экранировка приводит к стабилизации линейной скорости абляции, вызывая в то же время значительное уширение каналов.*

**Ключевые слова:** абляция, фемтосекундные лазерные импульсы, лазерная плазма.

## 1. Введение

Потенциальные преимущества применения фемтосекундных лазерных импульсов для абляции материалов широко обсуждаются в литературе [1–6]. Эти преимущества связаны с предположением об отсутствии плазменной экранировки падающего излучения и чрезвычайно малой глубине прогрева материала за время лазерного воздействия. Следствием этого является незначительность толщины или полное отсутствие расплава, возможность непосредственной передачи энергии излучения в тонкий слой испаренного материала и в конечном итоге – высокая точность обработки, ограниченная лишь дифракционными эффектами.

Действительно, глубина термического воздействия при облучении металлов лазерными импульсами длительностью  $\tau \sim 100$  фс может стать сравнимой с глубиной проникновения  $l_0$  излучения в материал. При этом в целом ряде практических случаев  $l_0 \leq 10^{-5} - 10^{-6}$  см. Зона же термического влияния  $l_T$ , оцениваемая в первом приближении из соотношения теплопроводности ( $l_T \approx (\chi\tau)^{1/2}$ ), оказывается меньшей: при коэффициенте температуропроводности  $\chi \approx 1$  см<sup>2</sup>/с зона  $l_T \sim 3 \cdot 10^{-7}$  см.

Однако преимущества прецизионной абляции сверхкороткими импульсами могут быть реализованы лишь при низкой интенсивности воздействующего излучения. Значительное же превышение плотности энергии над пороговым значением ( $\sim 0.05$  Дж/см<sup>2</sup> для стали при  $\tau \sim 100$  фс) приводит к интенсивному плазмообразованию и существенно усложняет совокупность процессов, сопутствующих фемтосекундной лазерной абляции. Так, в работе [7] отмечалось, что именно действие плазмы после окончания фемтосекундного лазерного импульса может приводить к формированию значительных слоев расплава и тем самым снижать качество обработки металлов.

Важный аспект проблемы состоит также в том, что решение многих практических задач микрообработки материалов требует больших скоростей и плотностей энергии ( $10 - 1000$  Дж/см<sup>2</sup>). Поскольку формируемые структуры зачастую представляют собой узкие и глубокие каналы, образовавшаяся лазерная плазма взаимодействует не только с облучаемой поверхностью, но и с боковыми стенками.

Как будет показано ниже, картина абляционного плазмообразования сверхкороткими лазерными импульсами еще более усложняется из-за последствия, практически неизбежного при формировании глубоких каналов в воздушной среде и вызываемого накоплением микрочастиц или аблированных кластеров в атмосфере. В результате воздействие последующих импульсов излучения может приводить к низкороговому оптическому пробоему воздуха, насыщенного микрочастицами, и к одновременному появлению двух плазменных образований, одним из которых является привычный факел поверхностной плазмы на дне канала, а другим – плазменное облако, отстоящее от первого на значительное расстояние и расположенное внутри канала вблизи его оси.

Роль плазменной экранировки при абляции интенсивными лазерными импульсами пикосекундной длительности ранее исследовалась в [8]. Цель настоящей работы – экспериментальное изучение и сопоставление перечисленных особенностей плазмообразования при абляции материалов фемтосекундными и пикосекундными лазерными импульсами.

## 2. Метод измерения

При проведении экспериментов использовались фемтосекундный лазер «Hurricane» (Spectra Physics), излучающий импульсы с  $\lambda = 800$  нм и длительностью  $\tau \sim 130$  фс, и YAG:Nd-лазер ( $\tau = 300$  пс). Импульсы фемтосекундного лазера следовали с частотой  $f = 1$  кГц, пикосекундного – 5 Гц. В соответствии со схемой измерений, приведенной на рис.1, лазерное излучение с пространственным профилем, близким к гауссову, фокусировалось на поверхность исследуемых образцов 1 из углеродистой стали, размещенных на входном окне 2 интегрирующей

\*Институт общей физики РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; факс: (095) 135 76 72

\*\*Institut für Strahlwerkzeuge, Pfaffenwaldring 43, D-70569 Stuttgart, Germany; fax: +49 (711) 685 68 42

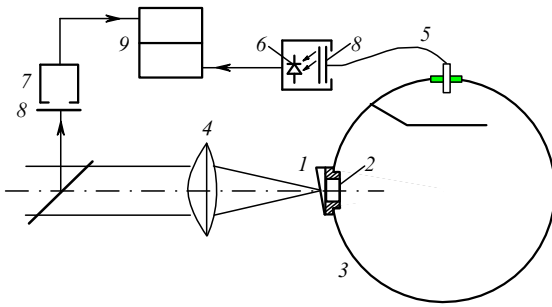


Рис.1. Схема измерения оптического пропускания аблируемых каналов:

1 – клиновидный образец; 2 – входное окно; 3 – интегрирующая сфера; 4 – фокусирующая линза; 5 – оптическое волокно; 6 – *p-i-n*-фотодиод; 7 – измеритель энергии; 8 – оптические фильтры; 9 – АЦП.

сферы 3. Для фокусировки использовались линзы 4 с фокусным расстоянием 50–110 мм, при этом диаметр перетяжки пучка  $d_w$  по уровню интенсивности  $1/e^2$  составлял 18–40 мкм. При формировании сквозного канала попавшее в сферу 3 излучение по оптическому волокну 5 передавалось на фотодиод 6. Фотодиод 7 использовался для измерения падающей энергии. Описанная система регистрации позволяла определять линейную скорость абляции, измерять оптическое пропускание образовавшихся сквозных каналов, а также исследовать экранирующие свойства плазмы в них. Ранее данная схема регистрации с успехом применялась для изучения абляции прозрачных и непрозрачных материалов (сталь, керамика, поликристаллические алмазные пленки) под действием импульсов наносекундной и пикосекундной длительности, а также комбинации лазерных импульсов различной длительности [9, 10].

В качестве примера на рис.2 приведены характерные зависимости пропускания образца от числа пикосекундных лазерных импульсов. На образование сквозного канала указывает начало роста энергии излучения, поступающего в сферу. Число импульсов, соответствующее этому моменту, позволяет получить среднюю линейную скорость абляции для образца данной толщины. Продолжающийся рост сигнала указывает на расширение и формирование выходного отверстия, а достижение стационарного значения – на завершение этого процесса. Одна из зависимостей, приведенных на рис.2, получена при низкой интенсивности излучения, не превышающей порога абляции материала, и характеризует так называемое холодное пропускание  $T_c$  образованных каналов,

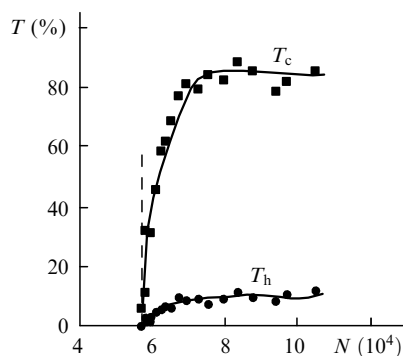


Рис.2. Зависимости оптического пропускания канала от числа аблирующих импульсов пикосекундной длительности при интенсивностях излучения выше ( $T_h$ ) и ниже ( $T_c$ ) порога абляции.

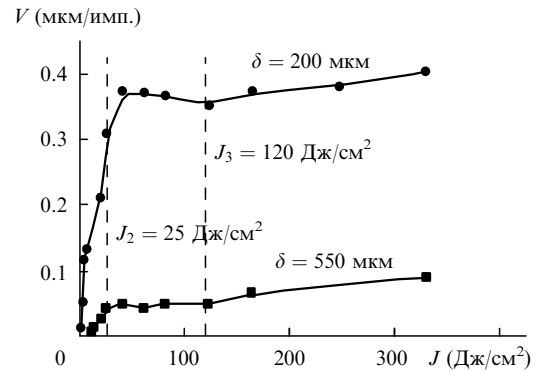


Рис.3. Зависимости средней линейной скорости абляции от плотности энергии лазерного излучения в случае фемтосекундных импульсов ( $\tau = 130$  фс) для образцов толщиной  $\delta = 200$  и 550 мкм.

вторая – при аблирующей интенсивности, и помимо составляющей, связанной с потерями в каналах, она характеризует также экранировку падающего излучения образующейся плазмой. Мы называем это «горячим» пропусканием и обозначаем  $T_h$ . Из рис.2 следует, что по окончании формирования выходного отверстия, диаметр которого многократно превышает  $d_w$ , «горячее» и «холодное» пропускания не совпадают и  $\sim 90\%$  падающей энергии рассеивается и поглощается плазмой внутри канала.

### 3. Результаты экспериментов

На рис.3 представлены зависимости средней скорости абляции при  $\tau = 130$  фс в стали от плотности энергии, полученные с использованием описанной методики. Вне связи с толщиной образца  $\delta$  ход кривой обнаруживает два характерных участка: первый, на котором происходит резкий рост скорости с увеличением плотности энергии  $J$  до 25–30 Дж/см<sup>2</sup>, и следующий за ним пологий участок, в пределах которого скорость абляции перестает зависеть от падающей энергии. Объяснение столь резкому переходу может быть дано при сопоставлении с зависимостями «холодного» и «горячего» пропускания, приведенными на рис.4 для сквозных аблированных каналов в пластине толщиной  $\delta = 200$  мкм. Напомним, что все точки здесь соответствуют полному раскрытию выходного отверстия.

Видно, что вплоть до  $J = 20 - 25$  Дж/см<sup>2</sup> параметры оптического пропускания совпадают ( $T_c = T_h$ ), что свидетельствует об отсутствии заметной экранировки абли-

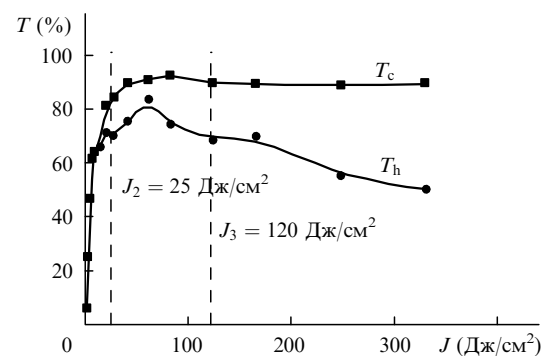


Рис.4. Зависимости «холодного» ( $T_c$ ) и «горячего» ( $T_h$ ) пропускания сквозных каналов в образце толщиной  $\delta = 200$  мкм от плотности падающей энергии при  $\tau = 130$  фс.

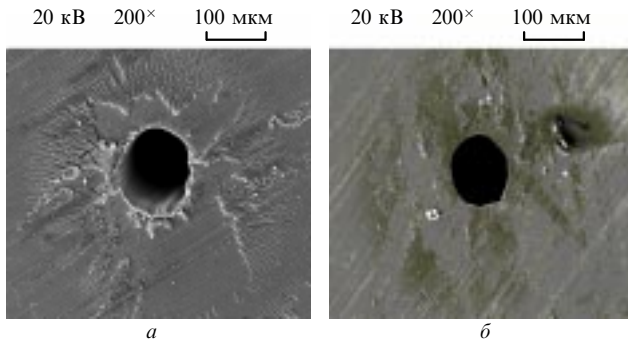


Рис.5. Входное (а) и выходное (б) отверстия в стальном образце толщиной 200 мкм при  $\tau = 130$  фс,  $J = 170$  Дж/см<sup>2</sup>.

рующего излучения. С ростом плотности энергии «холодное» пропускание продолжает увеличиваться и приближается к 100 %, поскольку диаметр формируемых каналов также растет и уже в 4–6 раз превышает диаметр перетяжки лазерного пучка  $d_w = 18$  мкм. Этот факт иллюстрируют изображения входных и выходных отверстий на рис.5. Несмотря на образование достаточно широких каналов,  $T_h$  при этом становится меньше  $T_c$  и далее убывает с ростом плотности энергии. Следует отметить, что наблюдаемая экранировка не может быть отнесена на счет абляции боковых стенок. Во-первых, плазма со стенок просто не успевает достичь оси канала за время действия фемтосекундного лазерного импульса, а во-вторых, даже в случае «горячих» измерений плотность энергии на стенках (в крыльях гауссова распределения) не достигает порогового уровня  $J_1 = 0.05$  Дж/см<sup>2</sup>.

Следовательно, причина расхождения кривых  $T_h$  и  $T_c$  состоит в пробое воздуха внутри канала, а столь низкий порог пробоя, или, точнее, порог экранировки ( $J_2 = 20–25$  Дж/см<sup>2</sup>), может быть объяснен наличием в нем аблированных частиц, которые, как отмечалось в случае длинных лазерных импульсов, способны инициировать развитие электронной лавины в газе (см. напр., [11]). Для сравнения на рис.6 приведена зависимость пропускания чистого воздуха, не загрязненного микрочастицами (без образца на входном окне сферы), от плотности падающей энергии. Заметная экранировка ( $\Delta T \sim 10$  %) вследствие пробоя воздуха наступает в этом случае лишь при  $J_3 = 120$  Дж/см<sup>2</sup>. Сопоставление рис.3–6 показывает, что характерные особенности при плотностях энергии  $J_2$  и  $J_3$  проявляются на всех графиках. Лазерному пробое воздуха на частицах внутри канала соответствует прекращение роста скорости абляции, а пробоем чистого воздуха над поверхностью образца – еще большее снижение «горячего» пропускания каналов. Небольшой прирост скорости при превышении порога  $J_3$  может вызываться дефокусировкой и снижением плотности энергии аблирующего излучения на мишени.

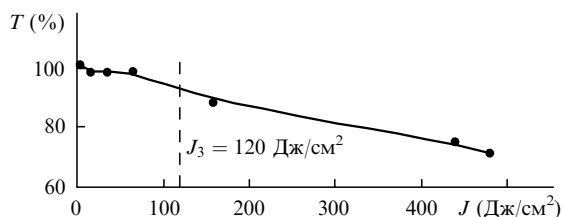


Рис.6. Зависимость пропускания чистого воздуха (без образца) от плотности падающей энергии при  $\tau = 130$  фс.

Подобные закономерности экранировки наблюдались нами и при абляции стали в пикосекундном диапазоне длительностей. С целью выявления общих механизмов и условий этого типа плазмообразования были проведены специальные эксперименты, основные результаты которых приведены на рис.7. В экспериментах сквозное отверстие достаточно большого диаметра ( $d \gg d_w$ ) в образце толщиной 500 мкм формировалось заранее, а затем измерялась зависимость выходной энергии  $E_{out}$  от энергии падающего излучения  $E_{in}$ . Это обеспечивало  $T_c = 100$  % (штриховая линия), а все отклонения от этого значения позволяло отнести на счет экранировки.

Наибольшая экранировка регистрировалась при максимальной частоте повторения лазерных импульсов 5 Гц, при однократном же облучении с интервалом между импульсами, превышавшим время, необходимое для снижения концентрации частиц за счет оседания на стенки или удаления из канала с конвективными потоками воздуха, уровень пропускания приближался к 100 %. В зависимости от энергии и числа предшествующих импульсов это время составляло от нескольких секунд до нескольких минут. Плотность энергии  $J = 15–20$  Дж/см<sup>2</sup>, соответствующая пересечению кривой 3 и кривой максимальной экранировки 2, может рассматриваться как порог возникновения экранировки при лазерном пробое на микрочастицах в канале при данной частоте следования пикосекундных импульсов. Из рис.7, следует, что при абляции стали пикосекундными импульсами плазменная экранировка может достигать 90 %, что значительно больше, чем в случае фемтосекундных импульсов (см. рис.4).

Предположение о связи экранировки интенсивного лазерного излучения в глубоких каналах с загрязненностью воздуха аблированными микрочастицами подтверждается результатами экспериментов в вакууме. Так, при абляции стальных образцов в вакууме при давлении 1 Тор экранировка полностью пропадала и «горячее» пропускание сквозных каналов становилось равным «холодному». Отсутствие экранировки не могло не сказаться также на скоростях абляции. Поскольку «мелкие» кратеры способны достаточно эффективно вентилироваться за счет конвективных потоков в окружающем образце воздухе, влияние откачки возрастало с их глубиной. В результате в каналах глубиной менее 100 мкм скорость абляции не зависела от давления, а в каналах

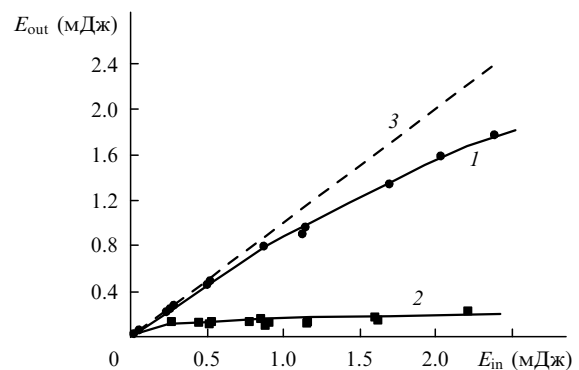


Рис.7. Зависимости выходной энергии от энергии падающего излучения для сквозного отверстия в образце толщиной 500 мкм в случае одиночного импульса (1) и при  $f = 5$  Гц (2); кривая 3 соответствует условию  $T = 100$  %.

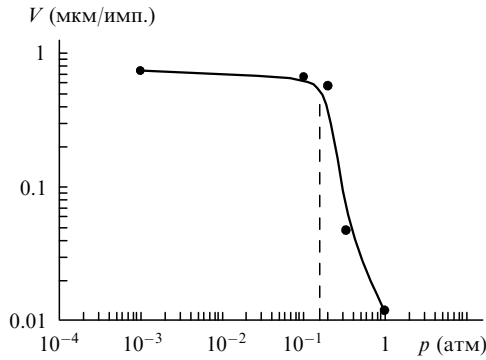


Рис.8. Зависимость средней линейной скорости абляции образца толщиной 500 мкм от давления при  $\tau = 300$  пс.

протяженностью свыше 500 мкм она была на полтора порядка больше, что иллюстрируется зависимостью скорости абляции пикосекундными импульсами от давления, представленной на рис.8.

Значительный интерес представляет вопрос о локализации плазменного облака, возникающего в канале при пробое на частицах. Ответ на него может быть получен из рассмотрения продольных микрошлифов каналов (рис.9). Поскольку необходимыми условиями пробоя газа внутри канала являются достаточные глубина канала и плотность энергии падающего излучения, мы привели на рис.9 продольные разрезы каналов различной протяженности, формирование которых было прервано с началом образования выходного отверстия.

Представленные снимки получены при плотности энергии, значительно превышающей порог экранировки ( $J = 75$  Дж/см<sup>2</sup>), при этом глубина канала на рис.9,а недостаточна для накопления частиц, пробоя не возникает и диаметр канала сравним с диаметром перетяжки пучка. Ступенчатая же форма канала (рис.9,б) указывает на существование двух областей локализации лазерной плазмы: в конце узкой его части, куда, согласно данным рис.7, попадает лишь  $\sim 10\%$  падающей энергии, и в конце утолщенной части при переходе к сужению, где в плазме пробоя запасаются и рассеиваются оставшиеся 90% энергии. Видно, что области отстоят друг от друга на расстояние, превышающее 100 мкм. При этом большая часть падающей энергии не достигает дна и, взаимодействуя с боковыми стенками, расходится на увеличение диаметра канала. В случае формирования каналов при плотностях энергии, не превышающих порог экра-

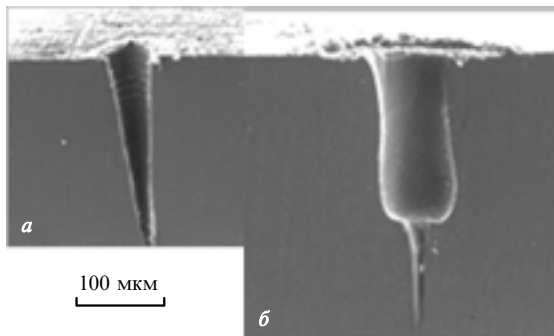


Рис.9. Микрошлифы каналов различной длины, сформированных в стали пикосекундными импульсами: «мелкий» канал (пробой на частицах отсутствует) (а) и «глубокий» канал (пробой на частицах имеет место) (б);  $J = 75$  Дж/см<sup>2</sup>  $\gg J_2$ ,  $\tau = 300$  пс.

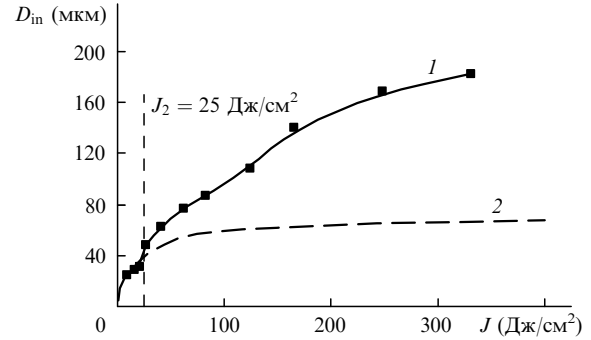


Рис.10. Зависимости диаметра входного отверстия канала протяженностью 550 мкм (1) и диаметра гауссова пучка (2), соответствующего пороговому значению  $J_1$ , от плотности энергии при  $\tau = 130$  фс.

нировки  $J_2 = 15-20$  Дж/см<sup>2</sup>, пробоя в газе в области, значительно отстоящей от дна кратера, не возникало и канал ступенчатой формы не образовывался.

Аналогичные эффекты наблюдаются и при переходе в фемтосекундный диапазон длительностей, где взаимодействие плазмы со стенками также приводит к образованию широких каналов, диаметр которых многократно превышает  $d_w$ . На рис.10 представлена зависимость 550 мкм от плотности энергии лазерных импульсов при  $\tau = 130$  фс. Штриховой линией на графике обозначен расчетный диаметр гауссова пучка, в пределах которого плотность энергии превышает пороговый уровень  $J_1 = 0.05$  Дж/см<sup>2</sup>. Поскольку расширение плазмы за время лазерного воздействия пренебрежимо мало, столь большую разницу между измеренными диаметрами и размерами пороговой области можно объяснить рассеянием плазмой пробоя части падающей энергии в сторону стенок, коротковолновым излучением из плазменной области [9], а также ее радиальным расширением после окончания лазерного импульса.

Наблюдаемый рост диаметра канала должен отвлекать на себя значительную часть падающей энергии и влиять на линейную скорость абляции, вызывая ее стабилизацию при превышении порогового значения  $J_2$  (см. рис.3). Для иллюстрации этой зависимости на рис.11 представлены измеренные скорости фемтосекундной абляции и некий параметр, определяемый как отношение падающей энергии к квадрату входного диаметра образующегося канала ( $E_{in}/D_{in}^2$ ). При достаточной степени цилиндричности сквозных отверстий и выполнении пред-

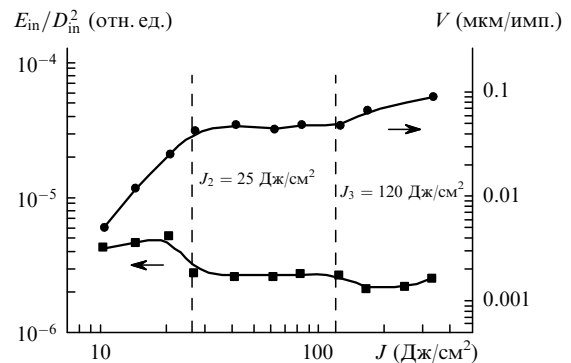


Рис.11. Зависимость средней линейной скорости абляции и параметра  $E_{in}/D_{in}^2$  от плотности энергии фемтосекундных лазерных импульсов при  $\tau = 130$  фс.

положения о пропорциональности аблированного объема падающей энергии этот параметр может рассматриваться как аналог линейной скорости абляции, получаемой из геометрических соображений. Видно, что и расчетная и экспериментальная кривые имеют горизонтальный участок в диапазоне 25–120 Дж/см<sup>2</sup>, а следовательно, при  $J_2 < J < J_3$  приращение падающей энергии в этом диапазоне расходуется, по-видимому, лишь на расширение канала, не способствуя увеличению линейной скорости абляции.

#### 4. Заключение

При значительном превышении плотности энергии над порогом поверхностной абляции был обнаружен и изучен эффект плазменной экранировки, связанный с лазерным пробоем воздуха внутри достаточно глубоких каналов. Пробой инициируется находящимися там аблированными микрочастицами. Данный тип экранировки проявляется не только в пикосекундном, но и в фемтосекундном диапазоне длительностей (в последнем случае экранировка меньше).

Таким образом, плазменные образования в каналах могут локализовываться одновременно в трех местах: на дне (поверхностная плазма, 1-й тип экранировки), на оси канала на некотором расстоянии от дна (плазма пробоя на микрочастицах, 2-й тип экранировки) и над поверхностью образца (плазма пробоя воздуха, 3-й тип экранировки). Измеренные пороги возникновения экранировки 2-го и 3-го типов в случае фемтосекундных лазерных импульсов составляют соответственно 25 и 120 Дж/см<sup>2</sup>. Экранировка при пробое на частицах (2-й тип) проявляется лишь при достижении каналом аспектных отношений, превышающих  $\sim 1$ , что может быть связано с удалением частиц из кратера за счет конвективных потоков воздуха. В силу накопления аблированных частиц в канале при многоимпульсном воздействии величина экранировки зависит от частоты следования и энергии предшествующих лазерных импульсов. Этими же факторами определяется и интервал времени, соответствующий восстановлению оптической прочности воздуха в

перетяжке пучка за счет удаления частиц из канала или их оседания на стенках. Минимальное время восстановления, измеренное в эксперименте, превышало несколько секунд, что делает экранировку 2-го типа неизбежной в практически важных случаях импульсно-периодической абляции глубоких каналов на воздухе.

Ввиду удаленности от дна, энергия, запасенная и рассеянная плазмой пробоя (2-й тип экранировки), не дает вклада в увеличение глубины канала и целиком передается боковым стенкам, вызывая стабилизацию линейной скорости абляции в широком диапазоне воздействующей плотности энергии. В результате диаметр канала существенно увеличивается под действием расширяющегося и излучающего плазменного облака, а также из-за воздействия на боковые стенки рассеянного плазмой излучения.

Авторы признательны программе PRIMUS и РФФИ (грант № 00-02-17535) за финансовую поддержку настоящей работы.

1. Preuss S., Demchuk A., Stuke M. *Appl. Phys. A*, **61**, 33 (1995).
2. Stuart B.C., Feit M.D., Herman S., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Amer.*, **13**, 459 (1996).
3. Momma C., Chickov B.N., Nolte S., von Alvensleben F., Tünnemann A., Welling H., Wellegehausen B. *Optics Comms*, **129**, 134 (1996).
4. Von der Linde D., Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J. *Appl. Surf. Sci.*, **109–110**, 1 (1997).
5. Liu X., Du D., Mourou G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1706 (1997).
6. Salle B., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M., Petite G., Semerok A. *Appl. Phys. A*, **69**, S381 (1999).
7. Кононенко Т.В., Конов В.И., Гарнов С.В., Даниелиус Р., Пискарскас А., Тамошаускас Г., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **28**, 167 (1999).
8. Климентов С.М., Кононенко Т.В., Гарнов С.В., Конов В.И., Пивоваров П.А., Даусингер Ф. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **65**, № 4 (2001).
9. Гарнов С.В., Климентов С.М., Конов В.И., Кононенко Т.В., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **25**, 45 (1998).
10. Klimentov S.M., Garnov S.V., Kononenko T.V., Konov V.I., Pivovarov P.A., Dausinger F. *Appl. Phys. A*, **69**, S633 (1999).
11. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М., Наука, 1988).