

Лазерная микрообработка в газовой среде при высокой частоте повторения аблирующих импульсов

С.М.Климентов, П.А.Пивоваров, В.И.Конов, Д.Брайтлинг, Ф.Даусингер

Исследованы параметры лазерного аблирования каналов в стали в широком диапазоне частот f следования импульсов наносекундной длительности ($5 \text{ Гц} \leq f \leq 200 \text{ кГц}$). Обнаружено, что при $f \geq 4 \text{ кГц}$ результаты абляционного воздействия в воздухе подобны тем, которые достигаются под действием единичных лазерных импульсов в вакууме. На основании данных эксперимента, а также оценок параметров лазерной плазмы и газовой среды в области лазерного воздействия сделан вывод о существовании долгоживущей области горячего разреженного газа, именуемой в теории взрыва «огненным шаром». Возникающее разрежение уменьшает экранирующее влияние приповерхностной плазмы, образующейся под действием последующих импульсов. Это позволяет использовать лазеры с высокой частотой повторения импульсов для достижения условий абляции, близких к вакуумным, не осложняя технологический процесс микрообработки применением вакуумных камер и устройств откачки.

Ключевые слова: абляция металлов, наносекундные лазерные импульсы, лазерная плазма в воздухе.

1. Введение

В развитии современных технологий лазерной обработки материалов прослеживается тенденция к увеличению частоты f следования импульсов, воздействующих на материал мишени, что обусловлено потребностью увеличения производительности процесса. В настоящее время эти частоты, как правило, находятся в диапазоне 1–10 кГц, а в некоторых случаях превышают сотни кГц. Использование столь высоких частот повторения лазерных импульсов может приводить к тому, что в интервалах между ними параметры мишени и окружающей ее газовой среды не успевают релаксировать до исходного состояния и их изменение начинает оказывать существенное влияние на процессы абляции последующими импульсами.

Оценка этих параметров к моменту последующего облучения и их влияние на лазерную микрообработку требуют специального изучения. Однако в известных нам работах исследуется либо разлет плазменного факела [1] в характерном временном интервале, не превышающем сотен наносекунд, либо процессы остывания аблируемой поверхности в период между импульсами за счет отвода тепла в глубь образца [2]. В [3] обращается внимание на необходимость кристаллизации расплава на поверхности для обеспечения преимущественно парофазного механизма выноса материала.

В настоящей работе исследовано импульсное лазерное сверление стали в диапазоне частот повторе-

ния импульсов, достигающем нескольких сотен кГц; наблюдаемые особенности проанализированы в терминах долгоживущих (сотни микросекунд) изменений параметров газовой среды, окружающей аблированный кратер, известных из теории взрыва под названием «огненный шар» [4].

2. Эксперимент

Для проведения экспериментов по абляционному сверлению стальных пластин толщиной 0.5 мм использовались несколько YAG: Nd-лазеров, генерирующих импульсы наносекундной длительности (20 нс) с частотами повторения от 5 Гц до 2 кГц, а также лазер, генерирующий пачки (до 20) импульсов пико- и наносекундной длительности, эквивалентная частота повторения которых составляла 200 кГц [5]. Для сопоставления скоростей абляции при разном давлении окружающего воздуха исследуемый образец помещался в вакуумную камеру. Средняя линейная скорость абляции измерялась оптическими методами с использованием интегрирующей сферы [6], установленной с тыльной стороны облучаемой пластины, за выходным окном камеры. Проникновение излучения в сферу сигнализировало о формировании сквозного отверстия.

В эксперименте измерялась линейная скорость абляции в зависимости от давления окружающего воздуха, плотности энергии и частоты повторения лазерных импульсов. Наибольший интерес представляют показанные на рис. 1 частотные зависимости скорости абляции, полученные как при атмосферном давлении, так и в разреженной атмосфере при давлении 300 мбар. Плотность падающей энергии в обоих случаях составляла 100 Дж/см². Из сравнительного анализа зависимостей следует, что при $f \leq 500 - 700 \text{ Гц}$ измеренные скорости практически не зависят от частоты, тогда как скорости абляции при атмосферном и пониженном давлении различаются почти на порядок.

С.М.Климентов, П.А.Пивоваров, В.И.Конов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; факс: (095) 135 76 72, http://www.gpi.ru

D.Breitling, F.Dausinger. Institut für Strahlwerkzeuge, Pfaffenwaldring 43, D-70569 Stuttgart, Germany; Fax: 49-0711/ 6856842, http://www.ifsw.uni-stuttgart.de

Поступила в редакцию 24 декабря 2003 г., после доработки – 30 марта 2003 г.

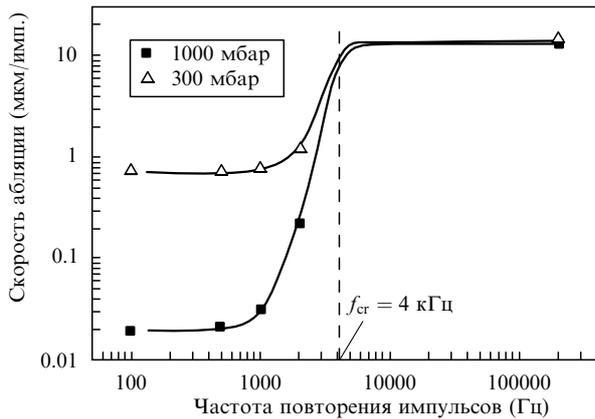


Рис.1. Зависимости скорости абляции стальных пластин толщиной 0.5 мм от частоты повторения лазерных импульсов при плотности энергии 100 Дж/см² и разном давлении окружающего воздуха.

С ростом частоты в диапазоне 700–2000 Гц это соотношение заметно меняется. Несмотря на тенденцию к росту, демонстрируемую обеими зависимостями на рис.1, скорость абляционного сверления при давлении 1000 мбар возрастает существенно быстрее, и дальнейшая экстраполяция кривых позволяет предположить их слияние при достижении частоты $f_{cr} \approx 4$ кГц. При этом увеличение скорости абляции в вакууме в указанном диапазоне частот можно отнести на счет растущей температуры мишени. Предположение о совпадении скоростей при сверхвысокой частоте следования импульсов дополнительно подкрепляется результатами наших экспериментов с использованием аблирующих пачек наносекундных лазерных импульсов с эквивалентной частотой повторения 200 кГц. Данным измерениям соответствует пара совпавших точек в правой части рис.1. Таким образом, линейная скорость абляции в этом диапазоне перестает зависеть от атмосферного давления, и параметры, характеризующие абляцию стали при $f > f_{cr}$, приближаются к значениям, достигаемым в вакууме.

То же можно сказать о морфологии аблированных кратеров и каналов, которые в этих двух случаях также имели близкие диаметры и схожий характер поверхностей. Каналы, сформированные в воздухе при малых частотах следования импульсов, отличались существенно большим диаметром (150 мкм по сравнению с 30–40 мкм в вакууме и 40–50 мкм при $f = 2$ кГц).

Это сходство иллюстрируется также зависимостями скорости абляции от давления (рис.2), измеренными для двух разных частот при одинаковой плотности энергии. Значительное различие в скоростях быстро исчезает с уменьшением давления до 400 мбар, при дальнейшем снижении которого обе зависимости выходят на плато, где небольшое различие в максимально достижимых скоростях также может быть отнесено на счет большего разогрева зоны абляции в случае уменьшения f . Сравнение кривых на рис.2 показывает, что влияние давления ослабевает с ростом частоты следования импульсов. Изменения скорости, отмечаемые при $f = 2000$ Гц, уже не столь значительны, а кривая вблизи порогового давления оказывается более пологой.

Различие в скоростях абляции стальных образцов в вакууме и на воздухе особенно отчетливо проявляется лишь в ограниченном диапазоне плотностей энергии, что иллюстрируется зависимостями, приведенными на рис.3. Высокий и резкий энергетический порог ~ 70 Дж/см², с

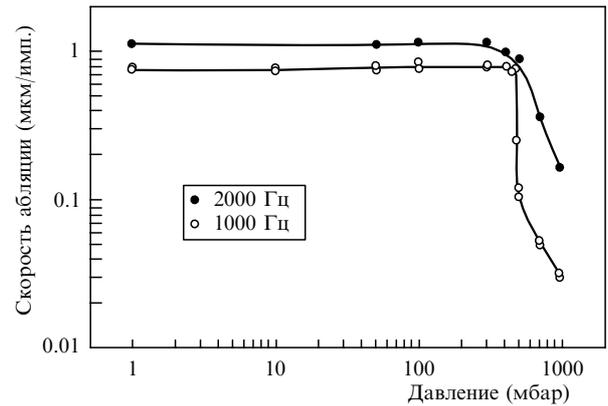


Рис.2. Зависимости скорости абляции от давления для двух частот повторения лазерных импульсов длительностью 20 нс при плотности энергии 100 Дж/см².

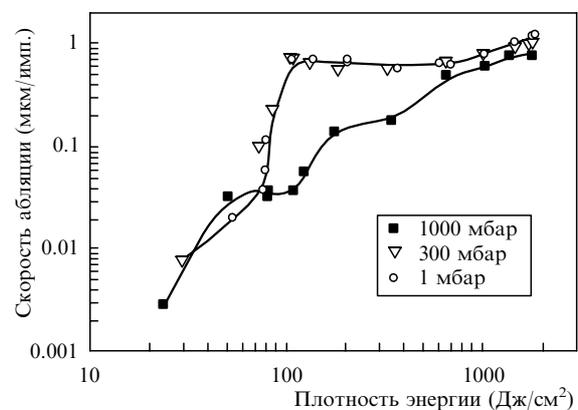


Рис.3. Зависимость скорости абляции от плотности энергии воздействующих наносекундных импульсов при разном давлении окружающего воздуха.

превышением которого различие скоростей быстро достигает полутора порядков (рис.3), указывает на то, что причину этого следует искать в особенностях плазмообразования вблизи облучаемой поверхности. Характерный временной интервал $\tau_{cr} = (f_{cr})^{-1}$ свидетельствует о том, что эти особенности формируются лишь спустя продолжительное время после окончания лазерного импульса и не исчезают в течение по крайней мере сотен микросекунд.

3. Оценка параметров газа и критической частоты следования импульсов

Оценим параметры газовой среды в кратере или канале, учитывая несколько фаз процесса: разлет плазменного факела за время лазерного воздействия, дальнейшее расширение плазменной области вследствие различия давлений внутри и снаружи нее и последующее остывание нагретого газа вблизи аблированной области.

Для оценки максимальной скорости разлета факела во время воздействующего импульса наносекундной длительности удобно воспользоваться простыми соотношениями [1]

$$v = \left(\frac{Z T_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где m_i – масса ионов (в граммах), и

$$T_e = 16 \left(\frac{I}{10^9} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где T_e – характерная электронная температура (в электронвольтах).

Соотношение (2) получено для алюминиевой мишени, в случае стали численный коэффициент должен быть несколько иным. Однако, учитывая близкие потенциалы ионизации и заполнение электронами уровней зоны проводимости, это различие не должно быть значительным. Оно в большей мере обусловлено различием между отражательными способностями поверхностей образцов. При типичных для эксперимента значениях интенсивности лазерного импульса $I = 5 \times 10^9$ Вт/см² степень ионизации плазмы $Z \approx 7$ [1]; в результате скорость разлета и температура достигают 4×10^6 см/с и 3×10^5 К. Учитывая данные скорость и продолжительность облучения, получаем, что к концу этой фазы протяженность плазменного факела при одномерном расширении может составить ~ 0.8 мм. Это значение превышает характерную для наших экспериментов длину канала (≤ 0.5 мм), а одномерный режим расширения возможен только при такой длине. В результате за время действия лазерного импульса плазма заведомо достигает поверхности образца, ее дальнейший разлет приобретает характер, приближающийся к полусферическому, и оценка скорости разлета с использованием соотношения (1) оказывается завышенной.

После окончания действия лазерного импульса плазменная область продолжает полусферически расширяться за счет запасенной в ней энергии, и вскоре после достижения внутри нее давления, равного атмосферному, расширение прекращается с образованием так называемого огненного шара [7], в нашем случае – полшария, представляющего собой резко очерченную и относительно долгоживущую область горячего газа вблизи облученной поверхности. Температура этой области снижается в процессе расширения [7, 8]: на начальной стадии ($\sim 100 - 300$ нс) – очень быстро, что обусловлено радиационными потерями, а на последующей стадии (начиная с $T \sim 10000$ К) – медленнее, вследствие увеличения объема и передачи тепла металлической поверхности [9].

Теоретическая оценка температуры в центре горячей области к концу ее расширения вызывает затруднения, связанные с многообразием и сложностью процессов, в частности с неопределенностью потерь энергии при возникновении ударной волны. Поэтому для нахождения температуры мы воспользовались экспериментальными данными [7, 8], полученными в схожих условиях, согласно которым $T_f \approx 5000 - 8000$ К. Следует отметить, что теория точечного взрыва без учета теплотерь [10] дает близкое значение температуры, существенно завышая в то же время размер огненного шара и время его образования.

Время формирования горячей полусферической области τ_f и ее максимальный радиус R_f могут быть определены с использованием полуэмпирических соотношений для огненного шара вблизи поверхности [7], основывающихся на данных модельных экспериментов по импульсному лазерному облучению металлов. Использование этих соотношений с учетом энергии лазерного импульса E_0 и скорости звука в плазме u_0 при температуре T_f и давлении окружающего воздуха p_0 дает

$$\tau_f \approx 0.07 \frac{(20E_0)^{1/2}}{u_0} \approx 2 \text{ мкс}, \quad (3)$$

$$R_f \approx 0.35 \left(\frac{E_0}{p_0} \right)^{1/3} \approx 0.6 \text{ мм}. \quad (4)$$

В следующей за установлением огненного полшария фазе остывания при атмосферном давлении доминирующую роль играют процессы теплопереноса в металлическую поверхность. Пренебрегая на этом этапе радиационной составляющей [9], определим основной механизм теплопередачи, для чего воспользуемся критерием Грасгофа Gr [11], который характеризует интенсивность образования вихрей при свободной конвекции газа, движимого градиентом температур:

$$Gr = \frac{g\beta l^3}{\nu^2} \Delta T. \quad (5)$$

Здесь g – ускорение свободного падения; β – коэффициент объемного расширения; ν – кинематическая вязкость газа; ΔT – перепад температур на характерной длине l . Значения параметра Грасгофа в нашем случае оказываются много меньшими критического значения 10^4 , соответствующего переходу к турбулентному течению газа. Это условие выполняется во всем расчетном диапазоне температур как для аблируемого канала, так и для внешней полусферической области, что указывает на отсутствие конвективных токов и доминирование кондуктивного механизма теплопереноса.

Далее можно предположить, что горячий газ, содержащийся внутри канала, остывает быстрее, чем в полусфере снаружи, в силу большего отношения площади поверхности газа к его объему. Скорость охлаждения газа была рассчитана в приближении бесконечного цилиндрического канала радиусом 20 мкм с учетом температурной зависимости удельных теплоемкостей и коэффициентов теплопроводности газа и металла в виде ступенчатых функций. Результаты численных расчетов температуры и плотности газа в центре канала представлены на рис. 4. При сопоставлении времен остывания газа с приведенным ранее критическим интервалом τ_{cr} между воздействующими лазерными импульсами (перегиб частотной зависимости на рис. 1 соответствует $\tau_{cr} \approx 250$ мкс) можно заметить, что к концу интервала в центре канала должна сохраняться температура $\sim 1500 - 2300$ К; при этом плотность газа оказывается в несколько раз меньше атмосферной при нормальных условиях. Более того, дан-

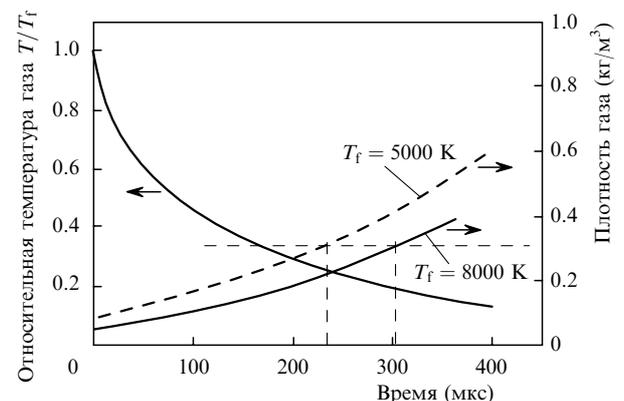


Рис. 4. Зависимости относительной температуры и плотности газа в центре канала от времени.

ная плотность численно соответствует критическому давлению на экспериментальной зависимости рис.2 (400 мбар), т. е. плотности газа, при снижении которой отмечается стремительное увеличение скорости абляции в стали. Это значение отмечено на рис.4 горизонтальной штриховой линией. Следовательно, τ_{cr} хорошо коррелирует с временем остывания газа в аблированном канале.

4. Выводы

Результаты экспериментов по лазерной абляции стали в воздухе с высокими частотами следования импульсов, а также приведенные оценки параметров газа показывают, что как в формируемых каналах, так и на поверхности образуется относительно долгоживущая область разрежения (пониженной концентрации газа при повышенной температуре). Возникновение разрежения существенным образом сказывается на процессах плазмообразования под действием последующих лазерных импульсов, имеющих высокую частоту повторения. При этом экранирующее действие плазмы значительно уменьшается. В результате линейная скорость абляции возрастает более чем на порядок, а диаметры аблируемых каналов уменьшаются ввиду отсутствия заметного бокового расширения плазменного плюма.

Как было установлено в [6], одной из основных причин такого расширения может являться возникновение низкочастотного пробоя воздуха, содержащего аблированные микрочастицы. В связи с этим продолжительное существование горячего газа в канале и вблизи поверхности может также существенно замедлить процесс их конденсации. Таким образом, эффект от использования вы-

соких частот следования лазерных импульсов оказывается двояким: с одной стороны, разреженность атмосферы уменьшает количество плазмообразующего вещества и соответственно снижает плазменную экранировку, а с другой – высокая температура уменьшает вероятность образования частиц-зародышей низкочастотного пробоя.

Работа выполнена при поддержке проекта BMBF PRIMUS, РФФИ (грант № 03-02-16725), Государственных контрактов № 66/03, № 62/03 и гранта НШ-1788.2003.2.

1. Буфетов И.А., Кравцов С.Б., Федоров В.Б. *Квантовая электроника*, **23**, 535 (1996).
2. Горный С.Г., Григорьев А.М., Патров М.И., Соловьев В.Д., Турчин Г.А. *Квантовая электроника*, **32**, 929 (2002).
3. Вейко В.П., Либенсон М.Н. *Лазерная обработка* (Л.: Лениздат, 1973).
4. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степанов В.К. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 150 (1967).
5. Klimentov S.M., Garnov S.V., Kononenko T.V., Konov V.I., Pivovarov P.A., Dausinger F. *Appl. Phys. A*, **69** [Suppl.], S633 (1999).
6. Климентов С.М., Кононенко Т.В., Пивоваров П.А., Гарнов С.В., Конов В.И., Прохоров А.М., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **31**, 378 (2001).
7. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
8. Russo R.E., Mao X.L., Liu H.C., Yoo J.H., Mao S.S. *Appl Phys. A*, **69** [Suppl.], S887 (1999).
9. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Пужаев С.Б., Силенок А.С., Чаплиев Н.И. *Квантовая электроника*, **6**, 78 (1979).
10. Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. *Точечный взрыв* (М.: Наука, 1974).
11. Юренев В.Н., Лебедев П.Д. (ред.) *Теплотехнический справочник* (М.: Энергия, 1976).