

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 52.38.Mf; 42.68.Mj

## Влияние нелинейного рассеяния света в воздухе на абляцию материалов фемтосекундными лазерными импульсами

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

*Исследовано нелинейное рассеяние света, возникающее при лазерном пробое воздуха мощными ультракороткими импульсами  $Ti: Al_2O_3$ -лазера (110–5200 фс). В результате рассеяния вперед профиль пучка сильно деформировался, что сопровождалось спектральным преобразованием падающего излучения в серию относительно более коротковолновых пиков, простирающихся вплоть до видимой области спектра. Измерены пороги и энергия рассеянного излучения, достигавшая 75 % падающей энергии. Исследовано влияние рассеяния на абляцию материалов в воздухе. Полученные данные позволяют объяснить наблюдавшуюся в эксперименте парадоксальную морфологию каналов, аблированных мощными фемтосекундными импульсами.*

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

## 1. Введение

Настоящая работа посвящена изучению влияния газовой среды на абляционное действие ультракоротких лазерных импульсов, в том числе при формировании глубоких каналов. Как известно, переход в фемтосекундный диапазон длительностей при решении задач лазерной микрообработки материалов связан с надеждами на осуществление эффективного и прецизионного воздействия излучения на материал. Данные преимущества могут быть реализованы в силу малых размеров области термического воздействия, приближающихся к дифракционному пределу при фокусировке излучения [1–3]. Тем не менее значительный рост зоны термического влияния при абляции материалов мощными короткими импульсами излучения может быть связан с образованием и радиальным разлетом плазменного факела после воздействия ультракороткого лазерного импульса [4], а также с оптическим пробоем газовой среды, в которой проводится облучение.

Как было показано в [5], наличие воздуха при абляционном формировании глубоких каналов в пикосекундном диапазоне приводит к образованию долгоживущей взвеси аблированных частиц и к низкороговому пробое воздуха на этих частицах, что драматически сказывается на скорости и результатах процесса. При этом отмечалось, что данный опосредованный тип экранировки реализуется, несмотря на весьма высокие пороги пробоя чистого воздуха для пикосекундных импульсов.

С уменьшением длительности воздействующих импульсов  $\tau$  до субпикосекундных значений порог оптического пробоя чистого воздуха существенно понижается,

однако при этом плазма пробоя значительно слабее экранирует падающую энергию [5]. При воздействии импульсов данного сверхкороткого диапазона длительностей следует ожидать доминирования процессов, приводящих к сильному самовоздействию и рассеянию излучения, в том числе нелинейному [6–9]. С целью моделирования процессов, происходящих при абляции материалов интенсивными ультракороткими импульсами в воздушной атмосфере, в настоящей работе мы исследуем характеристики такого рассеяния в плазме пробоя воздуха в отсутствие мишени, а затем рассмотрим его возможное влияние на морфологию каналов, формируемых в стали.

## 2. Методы регистрации рассеяния

Эксперименты по абляции материалов и регистрации рассеянного излучения осуществлялись в воздухе с использованием излучения  $Ti: Al_2O_3$ -лазера «Hurricane» фирмы Spectra-Physics с частотой повторения импульсов 1 кГц при длительности от 100 фс до 5 пс. Лазерный пучок с пространственным профилем, близким к гауссову, фокусировался длиннофокусной линзой в перетяжку

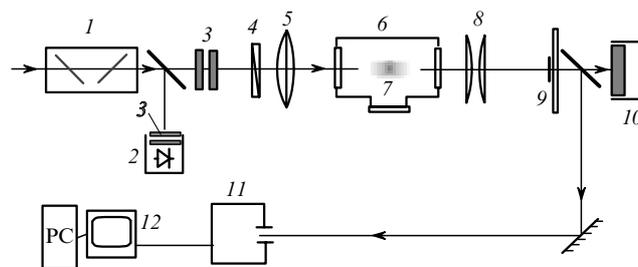


Рис.1. Схема регистрации рассеянного вперед излучения: 1 – аттенуатор; 2 – измеритель энергии; 3 – нейтральные светофильтры-ослабители; 4 – пластина  $\lambda/4$ ; 5 – фокусирующая линза; 6 – вакуумная камера; 7 – лазерная искра; 8 – конденсор; 9 – отражающий экран; 10 – широкоапертурный измеритель энергии; 11 – спектрометр; 12 – компьютер.

\*Институт общей физики РАН, Россия, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38; факс: 095/ 135 76 72; e-mail: kliment@kapella.gpi.ru

\*\*Institut für Strahlwerkzeuge, Pfaffenwaldring 43, D-70569 Stuttgart, Germany; fax: 49-0711/ 6856842

диаметром 18 мкм по уровню интенсивности  $1/e^2$ . В соответствии со схемой, представленной на рис.1, проводимые измерения рассеяния состояли в регистрации параметров излучения за перетяжкой в зависимости от энергии и длительности лазерных импульсов.

Одна часть прошедшего излучения направлялась на автоматизированный спектрометр, обладавший временным разрешением  $\sim 10$  нс, а другая попадала на «спектрально-серый» измеритель энергии с большой апертурой. Для выделения рассеянной вперед части излучения использовался круглый отражающий экран, наклеенный на плоскую стеклянную пластину и установленный перед измерителем энергии. Диаметр его был подобран таким образом, чтобы блокировать  $\sim 90\%$  энергии не искаженного рассеянием гауссова пучка. При появлении рассеяния вперед доля прошедшего за экран излучения увеличивалась, а сопоставление энергий, измеренных с экраном и без него, позволяло судить о степени экранировки и энергии рассеянного вперед излучения. В свою очередь измеритель энергии и коллимирующая линза могли быть заменены экраном или ПЗС-камерой, используемыми для наблюдения и измерения профиля прошедшего излучения.

Морфология каналов, образующихся в стали при абляции фемтосекундными импульсами, исследовалась методом электронной микроскопии прецизионных продольных шлифов и далее сопоставлялась с данными экспериментов по рассеянию.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Нелинейное рассеяние фемтосекундных импульсов в воздухе можно легко наблюдать на экране, установленном за перетяжкой и люминесцирующим под действием излучения. Начиная с некоторой пороговой энергии, на экране отмечалась деформация исходного гауссова профиля пучка с образованием концентрических колец. Появление первого такого кольца проиллюстрировано фотографией, представленной на рис.2. Дальнейшее увеличение энергии приводит к усложнению кольцевой структуры и к появлению на ее периферии излучения видимого спектрального диапазона.

Спектральный состав прошедшего и рассеянного излучения представлен на рис.3 в зависимости от интенсивности и длительности лазерных импульсов. Регистрация

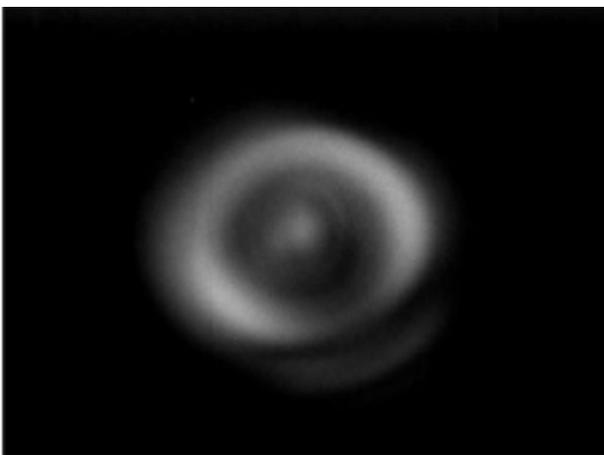


Рис.2. Пространственный профиль излучения за лазерной искрой ( $\tau = 110$  фс, плотность энергии  $80$  Дж/см<sup>2</sup>).

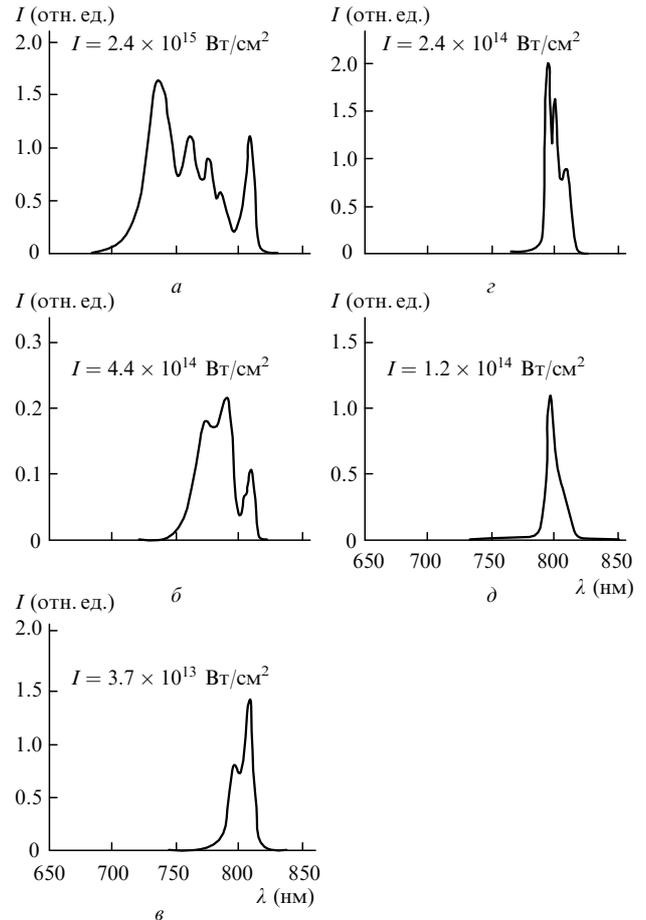


Рис.3. Спектральный состав излучения за перетяжкой для разных интенсивностей в случае лазерных импульсов длительностью 110 фс (а–в) и 1100 фс (г, д).

спектров осуществлялась при минимальной выдержке электронного затвора спектрометра, составлявшей 10 нс. При этом отклонение момента его включения от момента поступления лазерного импульса на те же 10 нс приводило к исчезновению спектра. Столь строгая временная привязка измеряемого спектра свидетельствует, по-видимому, о том, что генерация новых спектральных компонент происходит за время действия лазерного импульса. Регистрация же импульсов падающего и прошедшего излучения при помощи быстрых фотодиодов позволяла уменьшить этот временной интервал до  $\sim 1$  нс. Для сравнения отметим, что длительность свечения плазмы пробоя воздуха, измеренная в тех же условиях, существенно превышала это значение, и отдельные спектральные компоненты плазменного излучения могли быть зарегистрированы спустя более чем 100 нс.

Измеренные спектры прошедшего излучения (рис.3) состоят из серии отчетливых пиков, наиболее длинноволновый из которых соответствует полосе излучения фемтосекундного лазера. Число коротковолновых пиков возрастает с увеличением энергии и уменьшением длительности импульсов излучения, достигая четырех-пяти при предельно достижимых параметрах лазерного излучения ( $0.75$  мДж,  $\tau = 100$  фс). Преобразования падающего излучения в относительно более длинноволновую часть спектра в эксперименте не наблюдалось. Следует отметить, что амплитуды спектральных пиков рассеянного излучения, представленных на рис.3, не вполне адекватно от-

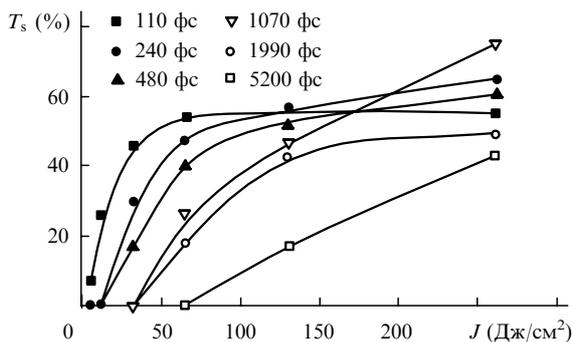


Рис.4. Зависимости доли рассеянного излучения от плотности энергии для различных длительностей лазерного импульса  $\tau$ .

ражают соотношение энергий спектральных компонент, а излучение на основной частоте ослаблено в несколько раз по сравнению с другими составляющими спектра. Переход к круговой поляризации падающего излучения на спектральном составе рассеянного света почти не сказывался.

Блокирование гауссовой пространственной составляющей пучков отражающим экраном позволило измерить зависимости доли рассеянного излучения от плотности энергии и длительности лазерных импульсов. Семейство таких кривых, измеренных в фемтосекундном и пикосекундном диапазонах, представлено на рис.4. Для наиболее коротких импульсов характерны резкий и весьма низкий порог по энергии, быстрое нарастание рассеянной энергии и выход на насыщение при достижении плотности энергии 50–100 Дж/см<sup>2</sup>. Самые длинные пикосекундные импульсы в серии, напротив, характеризуются почти линейным нарастанием энергии рассеянного излучения. В середине же доступного в эксперименте диапазона длительностей предположительно происходит смена механизма рассеяния, и совокупное действие двух механизмов в переходной области при максимальной падающей энергии соответствует наибольшему коэффициенту рассеяния (вплоть до 75% при  $\tau \approx 1100$  фс).

Зависимость порога рассеяния по энергии от длительности лазерных импульсов  $\tau$  определялась с использова-

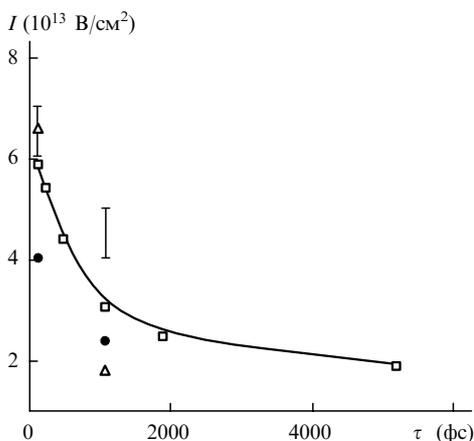


Рис.5. Пороги рассеяния по интенсивности в зависимости от длительности лазерных импульсов, определяемые с использованием различных критериев: по энергии рассеянного излучения ( $\square$ ), по возникновению новых спектральных компонент ( $\bullet$ ), по деформации профиля пучка ( $\Gamma$ ). В последнем случае нижняя граница диапазона соответствует началу деформации гауссова распределения, а верхняя – появлению первого кольца. Для сравнения приведены пороги появления видимой искры в воздухе ( $\Delta$ ).

нием различных критериев, в том числе по энергии рассеянного излучения, по деформации профиля пучка и по возникновению новых спектральных компонент в рассеянном вперед излучении. Здесь же для сравнения приведены пороги появления видимой искры в воздухе. Согласно рис.5, иллюстрирующему результаты этих измерений, пороговая интенсивность начинает резко возрастать в диапазоне длительностей лазерных импульсов  $\tau < 1 - 2$  пс. Однако порог по плотности энергии, определяемый при экстраполяции кривых на рис.4, продолжает падать, достигая 4–6 Дж/см<sup>2</sup> при  $\tau = 110$  фс.

Глядя на рис.5, интересно сравнить очередность проявления упомянутых признаков или критериев. В области малых длительностей с ростом интенсивности излучения в первую очередь наблюдаются спектральное преобразование излучения и деформация профиля пучка, а для возникновения видимой лазерной плазмы требуется ощутимо большая энергия. В то же время в переходной области ( $\tau = 1 - 2$  пс) появление плазменной искры является наиболее чувствительным предвестником рассеяния, а спектральное преобразование, связанное с нелинейным рассеянием света, имеет более высокий порог. Это указывает на возможное сосуществование двух механизмов рассеяния в диапазоне длительностей порядка единиц пикосекунд, один из которых включается, когда пространственная протяженность ультракороткого импульса превышает продолжный размер области фокусировки, а другой, более быстродействующий, не требует наличия плазмы либо реализуется на самых ранних стадиях ее образования.

Очевидно, рассеяние столь большой части энергии фемтосекундных импульсов не может не сказываться на результатах абляции материалов в воздухе. Именно деформация пространственного профиля пучка с образованием системы колец является основной причиной увеличения диаметра аблируемых отверстий в стали [5], а также появления парадоксального на первый взгляд рельефа дна и стенок каналов, что иллюстрируется серией продольных сечений каналов на рис.6. Ярковыраженные кольцевые структуры на периферии микрошлифов отверстий, представленных на рис.6, наглядно подтверждают это предположение.

Последнее тем более очевидно, что, согласно данным рис.5, область лазерного пучка, в которой плотность энергии превышает порог деформации профиля с возникновением кольцевого пространственного распределения (6–10 Дж/см<sup>2</sup>), должна значительно отстоять от плоскости перетяжки. С одной стороны, столь узкие и

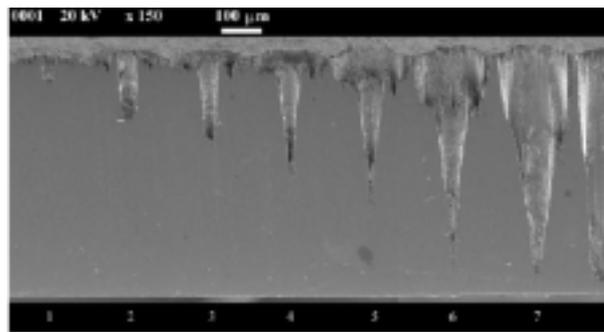


Рис.6. Продольные сечения каналов в стали, аблированных лазерными импульсами длительностью 130 фс при плотности энергии 250 Дж/см<sup>2</sup>.

глубокие пики поверхностного рельефа, отчетливо различимые на рис.6, не сглажены течением плазмы и могут быть результатом лишь прямого воздействия на материал излучения с существенно неоднородным пространственным профилем пучка. С другой стороны, возможное влияние дифракционных эффектов, связанных с переломлениями от стенок, может быть в данном случае исключено, поскольку кольцевой рельеф возникает уже на первых стадиях формирования канала.

#### 4. Заключение

Таким образом, можно отметить, что при фокусировке аблирующих фемтосекундных импульсов в воздухе возникает сильное когерентное рассеяние вперед. Рассеянию сопутствуют эффективное спектральное преобразование излучения с возникновением серии коротковолновых пиков и искажение профиля пучка с возникновением кольцевой структуры. Мы предполагаем наличие двух механизмов рассеяния высокоинтенсивных лазерных пучков в воздухе в диапазоне длительностей 0.1–5 пс, один из которых может быть связан с возникновением фазовой самомодуляции или ВКР [8], а другой вызван оптической неоднородностью плазмы пробоя воздуха или самофокусировкой [6, 7, 9]. Первый механизм рассеяния наиболее явно проявляется в субпикосекундной области, а в области единиц пикосекунд оба механизма действуют совместно. Более детальное выяснение баланса и природы этих механизмов требует дальнейших исследований.

Ввиду высокой эффективности рассеяния вперед возникающая при этом деформация профиля пучка катастрофически сказывается на результатах абляции, вызывая многократное увеличение диаметров формируемых каналов и приводя к появлению сложного неоднородного рельефа дна и стенок. Изменение спектрального состава излучения при таком рассеянии необходимо принимать во внимание при построении теоретических моделей взаимодействия интенсивных аблирующих фемтосекундных импульсов с материалами, в особенности с полупроводниками и диэлектриками.

Авторы признательны программе PRIMUS и РФФИ (грант № 00-02-17535) за финансовую поддержку настоящей работы и выражают благодарность С.В.Гарнову и А.А.Малютину за заинтересованное обсуждение результатов.

Авторы признательны программе PRIMUS и РФФИ (грант № 00-02-17535) за финансовую поддержку настоящей работы и выражают благодарность С.В.Гарнову и А.А.Малютину за заинтересованное обсуждение результатов.

1. Preuss S., Demchuk A., Stuke M. *Appl. Phys. A*, **61**, 33 (1995).
2. Von der Linde D., Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J. *Appl. Surf. Sci.*, **109-110**, 1 (1997).
3. Salle B., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M., Petite G., Semerok A. *Appl. Phys. A*, **69**, S381 (1999).
4. Klimentov S.M., Garnov S.V., Kononenko T.V., Konov V.I., Pivovarov P.A., Dausinger F. *Appl. Phys. A*, **69**, S633 (1999).
5. 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).
6. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
7. Krushelnick K., Ting A., Moore C.I., Burris H.R., Esaray E., Sprangle P., Baine M. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4047 (1997).
8. Nisoli M., Stagira S., De Silvestry S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Spielmann Ch., Krausz F. *Appl. Phys. B*, **65**, 189 (1997).
9. Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.Y., Wagner R., Mourou G., Umstadler D. *Phys. Rev. E*, **59**, 7042 (1999).

#### ПОПРАВКИ

**Н.Ф.Бункин, В.Н.Стрельцов.** Трехчастотное тепловое рассеяние света в растворах электролитов («Квантовая электроника», 2002, т. 32, № 2, с.135–139).

В статье допущена следующая опечатка: на с.138 в левой колонке вместо формулы

$$\frac{\varepsilon_L(\omega, p)}{\omega^2} = \frac{1 - \omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + i\nu/\omega - Dp^2}$$

следует читать

$$\varepsilon_L(\omega, p) = \frac{1 - \omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + i\nu/\omega - Dp^2}$$

**С.В.Карпов, М.К.Кодиров, А.И.Ряснянский, В.В.Слабко.** Нелинейная рефракция гидрозолей серебра в процессе их агрегации («Квантовая электроника», 2001, т. 31, № 10, с. 904–908).

В статье допущена следующая опечатка: на рис.3 вместо « $A = 0$ » следует читать « $A = 1$ », а вместо « $A = 1$ » – « $A = 0$ ».

Кроме того, авторы просят отметить, что факт смены знака нелинейного показателя преломления при увеличении степени агрегации гидрозолей серебра впервые наблюдался в работе Ю.Э.Даниловой, В.П.Драчева, С.В.Перминова, В.П.Сафонова (*Изв. РАН. Сер. физич.*, **60**, № 3, 18 (1996)).