

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

Пороги оптического пробоя прозрачной микрочастицы в нано-, пико- и фемтосекундном диапазонах длительностей лазерных импульсов

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 16.01.2004 г.

Рассмотрена начальная стадия образования плазмы оптического пробоя вблизи аэрозольных микрочастиц в поле интенсивного лазерного излучения. На основе численного решения скоростного уравнения для концентрации электронов в плазме и нестационарной теории Ми выполнены расчеты пороговой интенсивности оптического пробоя прозрачных микрочастиц под действием одиночных лазерных импульсов с нано-, пико- и фемтосекундной длительностью. Показано, что фемтосекундный режим оптического пробоя частицы характеризуется более высоким порогом инициирования (примерно, на два порядка величины) по сравнению с пробоем нано- и пикосекундным излучением, а также более высокими значениями концентрации свободных электронов в области внешнего фокуса падающего на частицу излучения.

Введение

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения наносекундной и пикосекундной длительности с аэрозолем сопровождается явлением оптического пробоя вблизи частиц [1]. Установлено, что в случае поглощающих частиц первоначально пробой происходит в плотном паре, образованном при испарении частицы излучением. Для частиц слабого поглощения плазма первичного оптического пробоя возникает внутри частицы, а затем оптический разряд распространяется наружу в газовую среду. Известны эксперименты по оптическому пробоя прозрачных конденсированных сред (кварц, сапфир, стекло, вода) под действием фемтосекундных лазерных импульсов [2, 3]. Возникновение оптического пробоя регистрировалось как свечение плазменного шнура в веществе и появление интенсивного акустического сигнала из области светового пучка.

В проблеме атмосферной оптики оптический пробой аэрозольных микрочастиц обсуждается, прежде всего, как источник плазмы для эмиссионного анализа их вещества [1], как источник для создания ионизованного канала и образования протяженных филаментов при распространении мощных фемтосекундных импульсов в облаках [4]. Пороги и динамика развития оптического пробоя частиц важны также для оценки возможности механического разрушения микрочастицы за счет диссипации запасенной в плазме энергии и, кроме того, в задачах транспортировки лазерной энергии через атмосферу последовательностью фемтосекундных импульсов [5].

Целью настоящей работы являются теоретические расчеты порогов оптического пробоя прозрачных микрочастиц под действием одиночных лазер-

ных импульсов с длительностью, лежащей в нано-, пико- и фемтосекундной временной шкале.

Скоростное уравнение для концентрации электронов в плазме

Возникновение плазмы в среде при распространении в ней интенсивного лазерного излучения связано с генерацией свободных электронов под действием света. Основными физическими механизмами фотоионизации конденсированных и газобразных сред является каскадная (лавинная) и многофотонная ионизация (МФИ). Конкретная роль каждого из рассмотренных механизмов ионизации в формировании плазмы зависит от интенсивности и длительности лазерного импульса.

Теоретическое рассмотрение временной эволюции концентрации электронов в плазме проводится на основе системы кинетических (скоростных) уравнений для концентраций отрицательно n_e и положительно заряженных n_p , а также нейтральных частиц, где учтены все регулирующие баланс зарядов в плазме физические механизмы (см., например, [6, 7]). Однако при условии квазинейтральности ($n_p \approx n_e$) и квазиравновесности плазмы (речь идет о термодинамическом равновесии) в большинстве случаев оказывается достаточно только одного скоростного уравнения для n_e :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \eta_{mpa} I^m + \eta_{cas} I n_e - \eta_{rec} n_e^2 - \eta_{att} n_e. \quad (1)$$

Здесь η_{mpa} , η_{cas} , η_{rec} , η_{att} — параметры, характеризующие скорости МФИ, каскадной ионизации, рекомбинации и присоединения электронов соответственно; I — интенсивность лазерного излучения; m есть целая часть выражения $(E_i/\hbar\omega_0 + 1)$;

E_i — энергия ионизации атома; ω_0 — центральная частота в спектре лазерного импульса; \hbar — постоянная Планка. Первые два слагаемых в правой части (1) описывают прирост концентрации свободных электронов, в то время как остальные два характеризуют ее убыль.

При каскадной ионизации затравочные свободные электроны, которые всегда присутствуют в среде, набирают энергию в электромагнитном поле пучка за счет эффекта обратного тормозного излучения и при столкновении с нейтральными атомами могут их ионизировать. Образующиеся новые электроны, взаимодействуя со световым полем, также повышают свою энергию и приводят к образованию новой порции свободных зарядов, и т.д. В среде, таким образом, развивается электронная лавина, при которой концентрация свободных электронов n_e растет экспоненциально во времени [8, 9].

Скорость каскадной ионизации в приближении мгновенного обмена энергией между электроном и атомом (модель Друде) выражается следующим образом [8]:

$$\eta_{cas} = \frac{1}{(\omega_0 \tau_{coll})^2 + 1} \frac{\tau_{coll} e^2}{n_a c \epsilon_0 m_e E_i}, \quad (2)$$

где m_e , e — масса и заряд электрона соответственно; ϵ_0 — универсальная электрическая постоянная; n_a — показатель преломления среды; τ_{coll} — среднее время свободного пробега электронов между столкновениями.

Согласно теории МФИ, развитой Л.В. Келдышем [10], атом может быть ионизован и в результате последовательного поглощения нескольких квантов излучения. При этом связанный электрон получает достаточно энергии, чтобы оторваться от атома и сформировать газ свободных электронов. Вероятность данного процесса пропорциональна мгновенной интенсивности лазерного излучения в степени m . МФИ в отличие от каскадной ионизации требует достаточно высокой интенсивности излучения, однако развивается значительно быстрее.

Для расчета скорости МФИ используются выражения, приведенные в [10]:

$$\eta_{mpa} = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{m'_e \omega_0}{\hbar} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{16n_a c \epsilon_0 m'_e \omega_0^2 E_i} \right)^m \exp(2m) \Phi(\xi), \quad (3a)$$

$$\eta_{mpa} = N_0 \omega_0 \left(\frac{E_i}{\hbar \omega_0} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4n_a c \epsilon_0 m_e \omega_0^2 E_i} \right)^m, \quad (3b)$$

где $m'_e \approx m_e / 2$ — приведенная масса экситона; N_0 — концентрация нейтральных молекул газа;

$$\xi = \sqrt{2(m - E_i / \hbar \omega_0)}; \quad \Phi(\xi) = \exp(-\xi^2) \int_0^\xi \exp(\zeta^2) d\zeta$$

— интеграл Дусона. Выражение (3a) используется для конденсированных сред, а выражение (3b) для газообразных.

Заметим, что при экстремально высоких интенсивностях воздействующего на среду излучения, порядка $I \sim 10^{13} \div 10^{15}$ Вт/см², возможен еще один механизм фотоионизации, а именно: туннельная ионизация [11]. Электрон в атоме при этом способен туннелировать через потенциальный барьер ионизации, поглощая значительно меньше квантов света, чем при МФИ. Так, например, по данным экспериментальной работы [12] для туннельной ионизации атомов азота (N₂) фемтосекундным излучением титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм требуется около семи световых квантов ($m = 7$), в то время как при МФИ $m = 11$. Для кислорода (O₂) данные величины равняются 6 и 9 соответственно. В настоящей работе, однако, этот механизм ионизации мы рассматривать не будем, и, таким образом, приводимые далее значения порогов оптического пробоя следует считать верхней оценкой по интенсивности падающего лазерного излучения.

Физическими процессами, приводящими к снижению концентрации электронов в плазме, являются электрон-ионная рекомбинация и захват свободных электронов нейтральными молекулами среды с образованием отрицательных ионов, так называемое присоединение электронов [8]. Скорость рекомбинации электронов, которая, по сути, является обратной процессу ионизации, пропорциональна концентрации положительных ионов n_p и частоте столкновений электронов и ионов в плазме v_{coll} . Типичные значения последнего параметра в плазме с докритической концентрацией электронов составляют: $v_{coll} \approx 10^{13}$ с⁻¹ [8] для атмосферного воздуха и $v_{coll} \approx 10^{15}$ с⁻¹ [13] в воде. При этом для характерного времени присоединения электронов существуют оценки: $\tau_{att} \sim 4 \cdot 10^{-8}$ с [14] и $\tau_{att} \sim 10^{-11}$ с [13] для кислорода и воды соответственно.

Для скорости электрон-ионной рекомбинации существуют экспериментальные оценки: $\eta_{rec} \approx 1,1 \cdot 10^{-12}$ м³/с для атмосферного воздуха [14] и $\eta_{rec} \approx 2,0 \cdot 10^{-15}$ м³/с для воды [13, 15]. Процесс захвата свободных электронов нейтральными молекулами и образования отрицательных ионов описывается соответствующей скоростью присоединения [8]:

$$\eta_{att} = \frac{m_e \tau_{coll} \omega_0^2}{M \left[(\omega_0 \tau_{coll})^2 + 1 \right]}, \quad (4)$$

где M — масса молекулы.

Основные закономерности развития электронной лавины в среде под действием лазерного излучения можно проследить, решая уравнение (1) для модельного импульса с прямоугольным временным профилем интенсивности

$$I(t) = I_0 \left[\Theta(t) - \Theta(t_p) \right],$$

где $\Theta(t)$ — единичная ступенчатая функция Хэвисайда; t_p — длительность лазерного импульса. Решение (1), полученное с помощью метода Бернулли, выглядит следующим образом:

$$n_e(t) = n_{e0} + \frac{\mu}{2\eta_{rec}} th\left(\frac{\mu}{2}t\right), \quad t \leq t_p,$$

$$n_e(t) = \frac{\eta_{att}}{\eta_{rec} + \exp[\eta_{att}(t - t_p)](\eta_{att}/n_e(t_p) + \eta_{rec})}, \quad (5)$$

$$t > t_p.$$

Здесь n_{e0} — начальная концентрация свободных электронов в среде;

$$\mu = \sqrt{(\eta_{cas}I_0 - \eta_{att})^2 + \eta_{rec}\eta_{mpa}I^m}.$$

Временная эволюция концентрации n_e показана на рис. 1. При этом параметры расчета были следующими:

импульс излучения: $\lambda_0 = 800$ нм; $I_0 = 10^{11}$ Вт/см²; $t_p = 10^{-13}$ с;
 среда: вода, $n_{e0} = 1$ м⁻³; $m = 5$; $E_i = 6,5$ эВ; $\eta_{mpa} = 2,51 \cdot 10^{-48}$ м⁷·с⁴/Дж⁵; $\eta_{cas} = 1,93 \cdot 10^{-4}$ м²/Дж.

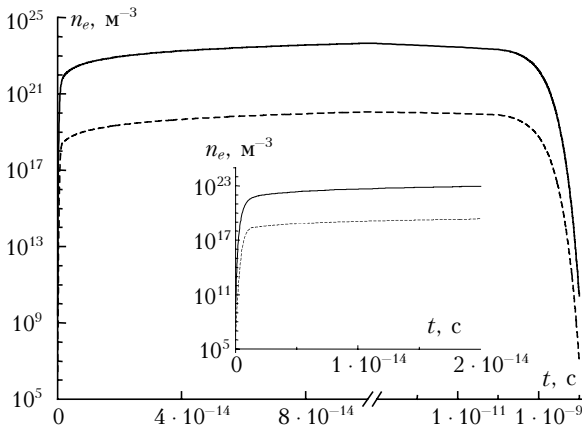


Рис. 1. Временная эволюция концентрации свободных электронов в воде при воздействии на нее прямоугольного импульса излучения с учетом МФИ и каскадной ионизации (сплошная линия) и при $\eta_{cas} = 0$ (штриховая). На врезке показана начальная стадия развития электронной лавины

Видно, что после достаточно быстрого роста концентрация плазменных электронов выходит на уровень насыщения, который, как будет видно ниже, зависит от интенсивности падающей световой волны. При $t > t_p$ (момент времени $t = t_p$ соответствует разрыву оси абсцисс на графике) n_e начинает спадать сначала как $1/t$ за счет механизма электрон-ионной рекомбинации, а затем экспоненциально за время $t \sim \eta_{att}^{-1}$ в результате «прилипания» электронов к нейтральным атомам. Максимально достижимый уровень концентрации свободных электронов следует из (5) при условии $\mu \gg 1$:

$$n_{e\max} = n_{e0} + \frac{\mu}{2\eta_{rec}},$$

и в рамках используемой модели пропорционален интенсивности излучения $I_0^{m/2}$.

Для того чтобы определить соотношение процессов МФИ и каскадной ионизации при развитии

плазмы, был проведен расчет $n_e(t)$ по (5) при $\eta_{cas} = 0$. Результаты этого расчета показаны на рис. 1 штриховой линией. Оказалось, что уровень $n_{e\max}$ в данном случае значительно ниже. Это говорит о том, что в конденсированной среде (вода) роль МФИ сводится к обеспечению затравочных электронов для последующего развития лавины именно за счет каскадной ионизации.

В то же время в газовой среде при высоких интенсивностях лазерного излучения МФИ, как известно [11], играет определяющую роль в процессе образования плазмы. Это подтверждают и наши расчеты, проведенные для атмосферного воздуха (78% N₂ и 22% O₂) при следующих параметрах:

$$E_i(\text{N}_2) = 15,6 \text{ эВ} (m = 11),$$

$$E_i(\text{O}_2) = 12,5 \text{ эВ} (m = 9),$$

$$\eta_{mpa}(\text{N}_2) = 5,75 \cdot 10^{-165} \text{ м}^{19} \cdot \text{с}^{10} / \text{Дж}^{11},$$

$$\eta_{mpa}(\text{O}_2) = 8,21 \cdot 10^{-127} \text{ м}^{15} \cdot \text{с}^8 / \text{Дж}^9,$$

$$\eta_{cas} = 8,32 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{Дж},$$

$$\eta_{rec} = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 / \text{с}, \quad \eta_{att} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}.$$

В данном случае для получения концентраций свободных электронов $n_{e\max} \sim 10^{24}$ м⁻³ интенсивность излучения была увеличена до $I_0 = 10^{14}$ Вт/см².

Обсуждение результатов

Рассмотрим результаты численного моделирования оптического пробоя в окрестности капель воды, находящихся в воздухе. Расчет концентрации электронов в плазме проводился по уравнению (1) с учетом (2)–(4) на основе численной схемы Рунге–Кутты 4-го порядка. При этом предварительно решалась модельная задача о нестационарном рассеянии плоской световой волны на сферической частице по методике, описанной в [16]. В результате этого определялись зависимости относительной интенсивности оптического поля (фактор неоднородности $B(\mathbf{r}; t) = I(\mathbf{r}; t)/I_0$) в ряде пространственных точек, соответствующих максимумам интенсивности излучения в освещенной (точка 1 на рис. 2), теневой полусферах капли (точка 2) и в области геометрического фокуса за пределами частицы вблизи ее задней поверхности (точка 3). Далее функция $B(\mathbf{r}; t)$ использовалась при решении (1).

Подобный выбор пространственных точек для расчета $n_e(t)$ был обусловлен наибольшей вероятностью образования плазмы первичного оптического пробоя именно в местах локализации максимумов интенсивности оптического поля.

Временные эпюры относительной интенсивности в точках 1–3 при рассеянии на капле 50-фс импульса ($\lambda_0 = 800$ нм) с гауссовским временным профилем

$$I(t) = I_0 \exp\{-[(t - t_0)/t_p]^2\},$$

где t_p — длительность импульса, t_0 — параметр, приведены на рис. 3. За начало отсчета времени

здесь был принят момент, когда передний фронт импульса касается освещенной полусферы капли.

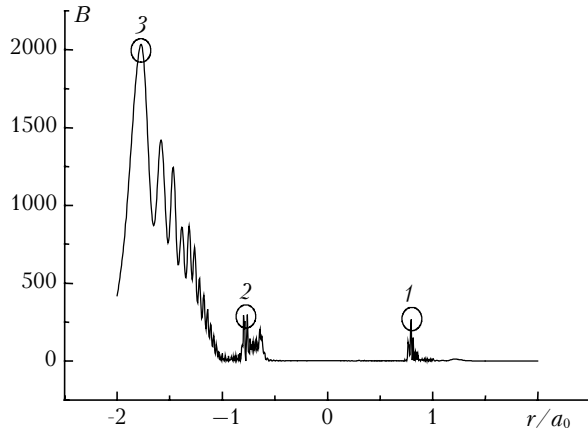


Рис. 2. Распределение фактора B вдоль главного диаметра водной капли (радиус $a_0 = 50$ мкм; $n_a = 1,33$) при освещении ее плоской монохроматической волной с $\lambda_0 = 800$ нм. Отмечены положения максимумов интенсивности оптического поля в освещенной (1), теневой полусферах (2) и области геометрического фокуса (3). Излучение падает справа налево

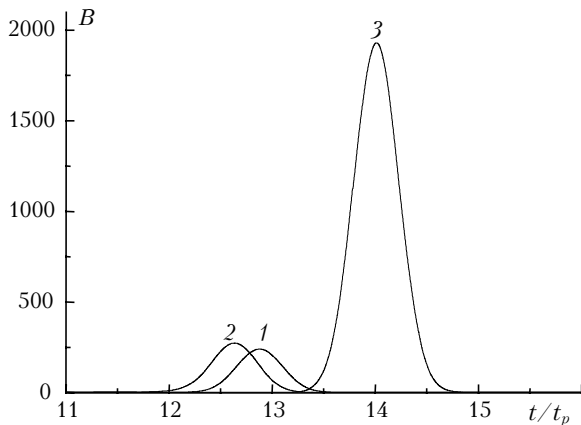


Рис. 3. Временная зависимость относительной интенсивности оптического поля в точках переднего (1), заднего (2) и внешнего (3) максимумов при падении на каплю воды ($a_0 = 50$ мкм; $n_a = 1,33$) импульса излучения: $t_p = 50$ фс, $t_0 = 100$ фс

Из рис. 3 следует, что при нестационарном рассеянии излучения в частице зависимость $B(t)$ в выбранных точках, практически точно повторяя профиль исходного импульса излучения, смещена по шкале времен вследствие движения импульса через частицу [17]. Первым формируется максимум внутреннего оптического поля в теневой полусфере частицы (точка 2); затем после отражения световой волны от задней поверхности капли формируется максимум интенсивности в ее освещенной части (точка 1). Наконец, последним проявляется максимум интенсивности внешнего поля (точка 3) вблизи задней поверхности частицы. Максимально достижимый за время действия импульса излучения уровень интенсивности оптического поля B_m в частице

данного размера оказался практически одинаковым в точках переднего и заднего внутренних максимумов: $B_m = 239,8$ (точка 1) и $B_m = 272,5$ (точка 2). В то же время B_m в точке внешней фокусировки поля выше данных значений почти в 7 раз: $B_m = 1930,5$ (точка 3).

Временная эволюция концентрации плазменных электронов в выбранных точках показана на рис. 4. Значения концентрации пронормированы на величину $n_e^{th} = 10^{26}$ м⁻³, которая близка к экспериментально измеренному порогу, превышение которого инициирует зажигание оптического пробоя в среде [13]. Соответствующая этому порогу интенсивность падающего излучения для капли радиусом $a_0 = 50$ мкм составила $I_0^{th} = 1,18 \cdot 10^{11}$ Вт/см², что на два порядка выше пороговой интенсивности пробоя водных капель в воздухе для импульсов наносекундной длительности второй гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda_0 = 532$ нм) $I_0^{th} = 2,5 \cdot 10^9$ Вт/см² [18] и одновременно на два порядка ниже порога пробоя чистого воздуха (в отсутствие аэрозоля) $I_0^{th} = 4 \div 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см² ($\lambda_0 = 800$ нм) [12]. В то же время плотность энергии излучения, необходимая для инициирования оптического пробоя в частице, при ее облучении импульсом с $t_p = 50$ фс составляет всего $w^{th} \sim 2$ мДж/см², при том, что этот же параметр в воде для пикосекундного импульса равняется $w^{th} \sim 400 \div 650$ мДж/см² [19].

Пороговая концентрация свободных электронов, как видно из рис. 4, достигается при выбранной интенсивности облучения только в заднем фокусе частицы. В освещенной полусфере значения n_e также близки к n_e^{th} , но все же остаются ниже ее. При этом в зоне геометрического фокуса падающего излучения ($r/a_0 = -1,77$), несмотря на существенно более высокую интенсивность оптического поля, максимальное значение электронной концентрации n_e составляет лишь $\sim 0,05 n_e^{th}$ и, следовательно, вероятность возникновения пробоя здесь ниже.

Для сравнения на рис. 4 представлены зависимости $n_e(t)$ при падении на водную каплю пикосекундного и наносекундного импульсов излучения. Интенсивность падающего излучения в данном случае была существенно ниже: $I_0 = 1,1 \cdot 10^9$ и $7,9 \cdot 10^8$ Вт/см² соответственно. Следует отметить, что концентрация свободных электронов во внутренних зонах капли к моменту оптического пробоя здесь уже более чем на 12 порядков величины выше, чем вне частицы, за счет прежде всего более высокой скорости каскадной ионизации воды по сравнению с ионизацией атмосферных газов.

Используя решение (4) для модельного прямоугольного импульса, получим выражение для порога оптического пробоя среды в присутствии аэрозольной частицы в рамках условия $n_e(I_0^{th}) = n_e^{th}$. Для коротких импульсов, когда ионизация среды определяется преимущественно механизмом МФИ,

замена функции гиперболического тангенса на его асимптотику при малых значениях аргумента дает

$$I_0^{th} \approx \left[\frac{n_e^{th}}{t_p \eta_{mpa} B_m} \right]^{1/m} \quad (5)$$

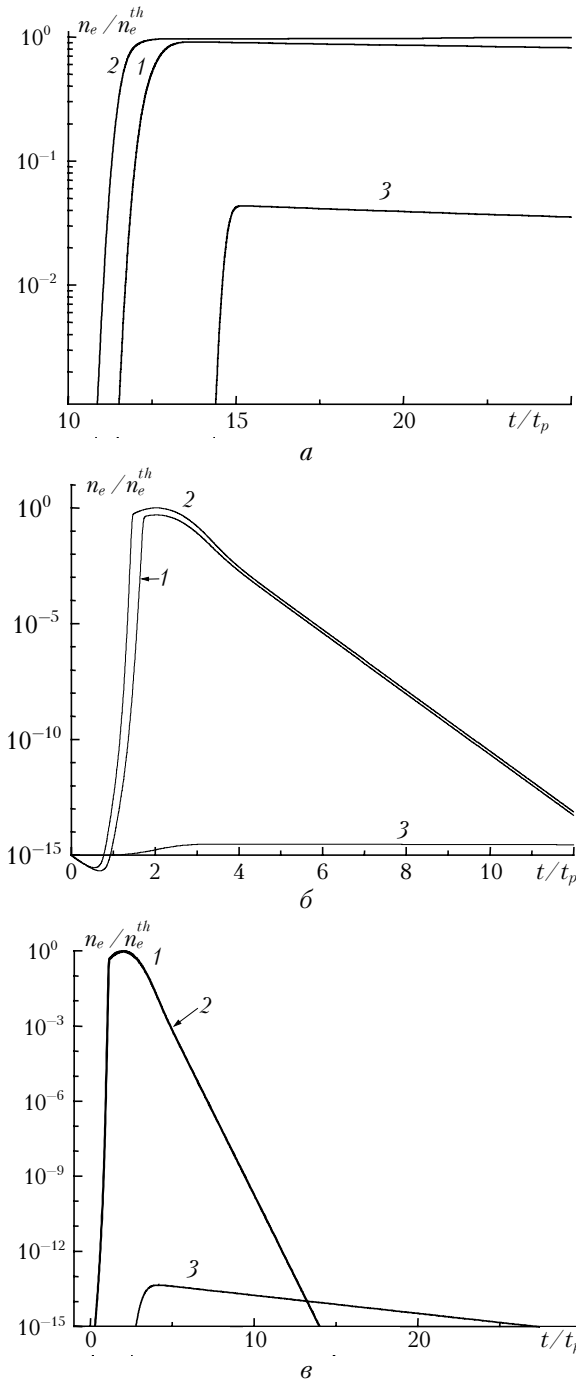


Рис. 4. Зависимость относительной концентрации электронов в плазме n_e/n_e^{th} от времени в точках переднего (1), заднего (2) и внешнего (3) максимумов при падении на каплю воды ($a_0 = 50$ мкм; $n_a = 1,33$) импульса излучения с $\lambda_0 = 800$ нм: а — $t_p = 50$ фс, $t_0 = 100$ фс и $I_0 = 1,18 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; б — $t_p = 1$ пс, $t_0 = 2$ пс и $I_0 = 1,1 \cdot 10^9$ Вт/см²; в — $t_p = 1$ нс, $t_0 = 2$ нс и $I_0 = 7,9 \cdot 10^8$ Вт/см². Кривые 1 и 2 совпадают

В режиме длинных импульсов, когда ход процесса определяется в основном каскадной ионизацией среды, соответствующая оценка пороговой интенсивности пробоя имеет вид

$$I_0^{th} \approx \frac{1}{\eta_{cas} B_m} [2\eta_{rec} n_e^{th} + \eta_{att}] \quad (6)$$

и не зависит от длительности лазерного импульса. В данных выражениях роль частицы учтена фактором B_m , показывающим степень подъема интенсивности оптического поля над интенсивностью падающего излучения в результате внутренней и внешней его фокусировки поверхностью частицы.

Заметим, что подобная зависимость порога пробоя от длительности лазерного излучения обсуждалась ранее в теоретической работе [20] для сплошной водной среды на основе численных расчетов уравнения (1). Здесь же мы особо хотим подчеркнуть, что хотя присутствие микрочастицы и приводит к снижению порога оптического пробоя как вне, так и внутри нее, но для фемтосекундного излучения данный эффект выражен в меньшей степени, чем для нано- и пикосекундных импульсов.

Заключение

Таким образом, представленные результаты указывают на то, что физическая картина возникновения оптического пробоя слабо поглощающих микрочастиц как для длинных импульсов, так и для ультракороткого излучения не изменяется. В первую очередь плазма образуется в заднем фокусе внутри частицы, а затем при продолжении действия излучения возможен оптический пробой и прилегающей к капле газовой среды в области геометрического фокуса падающего излучения. Основное отличие фемтосекундного режима оптического пробоя среды от пробоя под действием пико- и наносекундных лазерных импульсов заключается в более высоких пороговых для пробоя интенсивностях падающего излучения ($\sim 10^2$ раз), а также в более заметной роли внешней фокальной области дифрагированного на частице оптического поля в процессе образования первичной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 03-05-64228), а также фонда CRDF (грант RP0-1390-TO-03).

1. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu. D., Kuzikovskii A.V. High-power laser radiation in atmospheric aerosols. Holland, Dordrecht: D. Reidel Publ. Corp., 1984. 291 p.
2. Linde D., Schuler H. Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser–solid interaction // J. Opt. Soc. Amer. B. 1996. V. 13. № 1. P. 213–222.
3. Abraham E., Minoshima K., Matsumoto H. Femtosecond laser-induced breakdown in water: time-resolved shadow imaging and two-color interferometric imaging // Opt. Commun. 2000. V. 176. P. 441–452.
4. Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J., Salmon E., Méjean G., Yu J., Wolf J.-P. Ultraintense light filaments transmitted through clouds // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. № 2. P. 213–215.

5. Couairon A., Méchain G., Tzortzakis S., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Mysyrowicz A. Propagation of twin laser pulses in air and concatenation of plasma strings produced by femtosecond infrared filaments // Opt. Commun. 2003. V. 225. P. 177–192.
6. Zhao X.M., Diels J.-D., Wang C.Y., Elizondo J.M. Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. P. 599–612.
7. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air // Opt. Commun. 2000. V. 181. P. 123–127.
8. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
9. Yablonovitch E., Bloembergen N. Beat heating of a plasma // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. № 9. P. 581–584.
10. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 47. С. 1945–1956.
11. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, 2001. 311 с.
12. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse // Opt. Commun. 1999. V. 163. P. 29–32.
13. Fan C.H., Sun J., Longtin J.P. Breakdown threshold and localized electron density in water induced by ultrashort laser pulses // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 4. P. 2530–2536.
14. Schwarz J., Diels J.-C. Analytical solution for uv filaments // Phys. Rev. A. 2001. V. 65. P. 013806-1 – 013806-10
15. Docchio F. Lifetimes of Plasmas Induced in Liquids and Ocular Media by Single Nd-YAG Laser-Pulses of Different Duration // Europhys. Lett. 1988. V. 6. P. 407–412.
16. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Нестационарное упругое линейное рассеяние света на сферических микрочастицах // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 8. С. 684–692.
17. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Внутренняя и внешняя фокусировка оптического поля фемтосекундного импульса при дифракции на сферической частице // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 10. С. 898–902.
18. Chylek P., Jarzembski M.A., Srivastava V., Pinnick R.G., Pendleton J.D., Crunclenton J.P. Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases // Appl. Opt. 1987. V. 26. № 5. P. 760–762.
19. Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parlitz U., Hammer D.X., Noojin G.D., Rockwell B.A., Birngruber R. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. P. 271–280.
20. Noack J., Vogel A. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density // IEEE J. Quantum Electron. 1999. V. 35. № 8. P. 1156–1167.

Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. Optical breakdown thresholds for transparent microparticles in the nano-, pico-, and femtosecond ranges of laser pulse duration.

The initial stage in formation of the plasma of optical breakdown near aerosol particles in the field of intense laser radiation is considered. The threshold intensity of optical breakdown of transparent microparticles exposed to single laser pulses of nano-, pico-, and femtosecond duration is calculated based on the nonstationary Mie theory and numerical solution of the rate equation for the electron concentration in plasma. It is shown that the femtosecond mode of optical breakdown of a particle is characterized by the higher (approximately by two orders of magnitude) initiation threshold as compared to the breakdown under the exposure to nano- and pico-second radiation, as well as by the higher concentration of free electrons near the external focal point of the radiation incident on the particle.