

В.П. Кандидов, В.О. Милицин

Интенсивность светового поля и концентрация электронов лазерной плазмы в капле водного аэрозоля при воздействии фемтосекундного импульса. Геометрооптический анализ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 2.10.2003 г.

В приближении геометрической оптики рассмотрена динамика пространственного распределения интенсивности светового поля и концентрации электронов лазерной плазмы внутри водной капли при воздействии фемтосекундного лазерного импульса. Анализ выполнен методом лучевых траекторий с учетом отражения от задней поверхности капли и интерференции лучей при абберационной фокусировке излучения. Полученные распределения интенсивности излучения в капле диаметром более 20 мкм количественно близки к вычисленным по теории Лоренца–Ми. Показано, что при падении импульса титан-сапфирового (Ti:Sapphire) лазера длительностью 45 фс и пиковой интенсивностью 10^{11} Вт/см² в капле воды радиусом 30 мкм возникает оптический пробой.

Введение

Быстро развивающаяся фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы охватывает широкий круг задач о взаимодействии лазерных импульсов длительностью 20–100 · 10⁻¹⁵ с и пиковой мощностью 10¹⁰–10¹² Вт с компонентами атмосферы [1]. Среди этих проблем значительное место занимает нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Взаимодействие мощного фемтосекундного лазерного излучения с частицами аэрозоля может оказать существенное влияние на явление филаментации лазерного импульса и генерацию суперконтинуума, который в настоящий момент рассматривается как перспективный источник для широкополосного зондирования атмосферы [2]. Микрочастицы аэрозоля являются не только существенным фактором, влияющим на процесс распространения лазерных импульсов в атмосферном воздухе, но и самостоятельным объектом исследования при мониторинге. Поэтому взаимодействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов с частицами аэрозоля представляет собой многогранную задачу, исследование которой является актуальным в настоящее время.

В большинстве работ по нелинейно-оптическому взаимодействию лазерного излучения с частицей аэрозоля, выполненных в 1980–1990-х гг., рассматривались импульсы микро- и наносекундной длительности или квазинепрерывный режим излучения [3]. В одной из первых работ [4], относящихся к фемтосекундному диапазону длительности, рассчитан процесс установления мод шепчущей галереи светового поля в сферической капле. В серии работ [5–7] экспериментально и теоретически исследовано эмиссионное излучение при многофотонных процессах в частице аэрозоля. В каплях этанола и метанола с кумарином наблюдалась флуоресценция, в каплях водного аэрозоля – эмиссия белого света при лазерно-индуцированном пробое внутри частицы. Рассчитаны пространственные распределения для интенсивности внутреннего поля, концентрации электронов в лазерной плазме, плотности источников флуоресценции, а также диаграмма направленности эмиссионного излучения частицы.

В теоретических исследованиях нестационарного внутреннего поля применяются различные методы решения уравнения Максвелла в частице: метод конечных разностей в (3D+1) пространстве, который является прямым решением исходных уравнений [8], метод Фурье-анализа, или иначе Лоренца–Ми, в котором рассматривается суперпозиция решений Ми для всех гармоник частотного спектра воздействующего импульса [9], метод разложения по собственным модам электромагнитного поля сферической частицы, который наиболее эффективен в задачах нелинейного рассеяния частицей аэрозоля [4]. Эти методы требуют большого объема вычислений, и их применение в ряде задач нелинейной оптики атмосферного аэрозоля не всегда является оправданным.

В настоящей работе используется приближение геометрической оптики для анализа внутреннего поля сферической частицы при воздействии фемтосекундного лазерного импульса.

Геометрооптический расчет поля внутри капли

Приближение геометрической оптики для расчета внутреннего поля частицы применимо, если радиус первой зоны Френеля, определяемый у затененной поверхности, много больше радиуса частицы R . Это условие приводит к неравенству

$$R \gg 2\lambda_0. \quad (1)$$

В случае излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda_0 = 0,8$ мкм) условие (1) выполняется для большей части капель атмосферного аэрозоля. Из параксиальной оценки фокусирующих свойств сферической капли следует, что фокусное расстояние освещенной ее поверхности составляет

$$F_1 = R \frac{n_{drop}}{(n_{drop} - 1)}. \quad (2)$$

Для воды (коэффициент преломления $n_{drop} = 1,33$) $F_1 \approx 4R$, и увеличение интенсивности вследствие фокусировки на освещенной поверхности отчасти проявляется внутри капли. Для волны, отраженной от теневой поверхности капли, фокусное расстояние

$$F_2 = R \frac{(2 - n_{drop})}{(3 - n_{drop})}. \quad (3)$$

Величина $F_2 < 2R$, что свидетельствует о значительном увеличении интенсивности внутреннего поля вследствие фокусировки излучения, отраженного от затененной поверхности капли.

В геометрикооптическом анализе используется метод лучевых трубок, согласно которому у освещенной поверхности капли, в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, вводится равномерная сетка и на ней задаются распределение интенсивности и волновой фронт падающего пучка. Из каждой точки расчетной сетки выходит луч с весом m , пропорциональным интенсивности падающего излучения. Луч направлен перпендикулярно волновому фронту в данной точке. Далее рассматриваются смещение и набег фазы для каждого луча в отдельности с последовательным расчетом его отражения или преломления на границе раздела сред.

В работе исследуется в скалярном приближении падение плоской волны, что позволяет перейти к аксиально-симметричному рассмотрению. В этом случае задается равномерное по радиусу распределение лучей с удельным весом m_p :

$$m_p = ph, \quad (4)$$

где h – шаг сетки; p – расстояние до оси (прицельный параметр). Совокупность лучей с близкими значениями прицельного параметра $[p; p + dp]$ определяет лучевую трубку (рис. 1). В аксиально-симметричном случае луч вне капли представляет собой боковую поверхность цилиндра радиусом p , внутри капли – боковую поверхность конуса, радиус

которого $r(z, p)$ меняется с координатой z и параметрически зависит от p . Соответственно лучевой трубкой вне капли является кольцевой объем, заключенный между двумя цилиндрами, радиусы которых отличаются на dp , внутри капли – объем между двумя конусами радиусами r и $r + dr$.

Угол падения луча θ связан с прицельным параметром простым соотношением

$$p = R \sin \theta. \quad (5)$$

При преломлении или отражении от границы раздела воздух–вода вес луча m_p изменяется в соответствии с формулами Френеля.

Отдельные участки траектории луча внутри капли вычисляются аналитически. Так, для участка от входа в каплю до первого отражения радиальная r , продольная z координаты луча и прицельный параметр p связаны соотношением

$$r(z, p) = p - [p \operatorname{ctg} \theta + z] \operatorname{tg}(\theta - \psi), \quad (6)$$

где углы преломления ψ и падения θ однозначно выражаются через параметр p .

В процессе распространения в капле площадь поперечного сечения лучевой трубки изменяется. Поскольку обмена энергией между трубками не происходит, то интенсивность $I_{int}(z, p)$ в p -й трубке можно определить из соотношения

$$I_{int}(z, p) r(z, p) dr = I_{ext} \sum_{j=J_p}^{J_p+N_p} m_j, \quad (7)$$

где I_{ext} – интенсивность в падающей волне; $J_p = [p/h]$ – номер луча, соответствующего прицельному параметру p ; $N_p = [dp/h]$ – число лучей в p -й трубке и dr – ширина лучевой трубки внутри капли (см. рис. 1). С ростом z площадь поперечного сечения кольцевой лучевой трубки уменьшается и интенсивность в ней $I_{int}(z, p)$ возрастает.

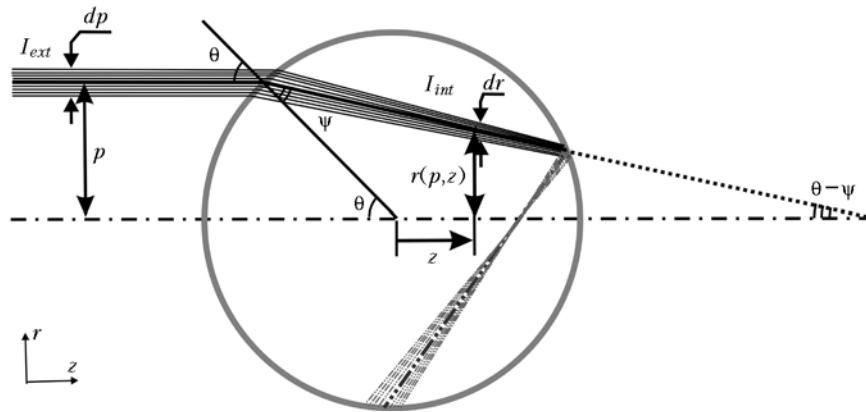


Рис. 1. Распространение лучевой трубки внутри капли воды. Излучение падает слева направо

При анализе распределения интенсивности внутри капли удобно ввести для лучевых трубок равномерную по радиусу сетку с шагом g в поперечных сечениях. В этом случае для любой координаты z толщина лучевой трубки внутри капли полагается фиксированной и равной шагу сетки $dr = g$, где $dr \gg h$. Тогда при вычислении интенсивности $I_{int}(z, p)$ выполняется суммирование лучей, у которых радиальная координата находится в диапазоне $[r; r + g]$. Та-

кой алгоритм в соответствии с формулой (7) можно интерпретировать как подбор падающей лучевой трубки с таким прицельным параметром $[p(r, z); p(r, z) + dp(r, z)]$, при котором на выбранном расстоянии z она попадет в ячейку сетки $[r; r + g]$.

В работе используются сетка лучей с шагом $h = 10^{-5}R$ и сетка лучевых трубок с шагом $dr = 10^{-2}R$, что позволило рассчитывать с достаточной точностью распределение

интенсивности в поперечных сечениях с пространственным разрешением $10^{-2}R$. Так, для капли радиусом $R = 30$ мкм погрешность для интенсивности в сечении $z = 0$ не превышает 1%.

Распределение интенсивности, обусловленное сжатием лучевых трубок, т.е. фокусировкой на освещенной поверхности капли, представлено на рис. 2,а для ее центрального $z = 0$ поперечного сечения. Пиковая интенсивность за счет фокусировки в этом сечении $I_{int}(z = 0, r = 0)$ в 1,6 раза больше падающей I_{ext} .

Для определения набег фазы в лучевых трубках рассчитывается оптический путь $l_p(z)$. Набег фазы в p -й лучевой трубке $\varphi(z, p)$ определяется из среднего оптического пути составляющих его лучей, взятых с соответствующими весами:

$$\varphi(z, p) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\sum_{j=J_p}^{J_p+N_p} m_j l_j(z)}{\sum_{j=J_p}^{J_p+N_p} m_j}. \quad (8)$$

На рис. 2,б приведен рассчитанный профиль волнового фронта в капле радиусом $R = 30$ мкм для центрального поперечного сечения капли $z = 0$. Там же пунктиром показана его аппроксимация параболическим волновым фронтом, полученная методом наименьших квадратов. Радиус кривизны параболического фронта составляет ~ 77 мкм. Радиус кривизны, оцененный из формулы (2), равен ~ 90 мкм. Отличие в величине радиуса кривизны и отклонение реального профиля фазы от параболического являются следствием аберраций при фокусировке на сферической поверхности. При дальнейшем смещении поперечного сечения в затененную часть сферы влияние аберрационных эффектов усиливается.

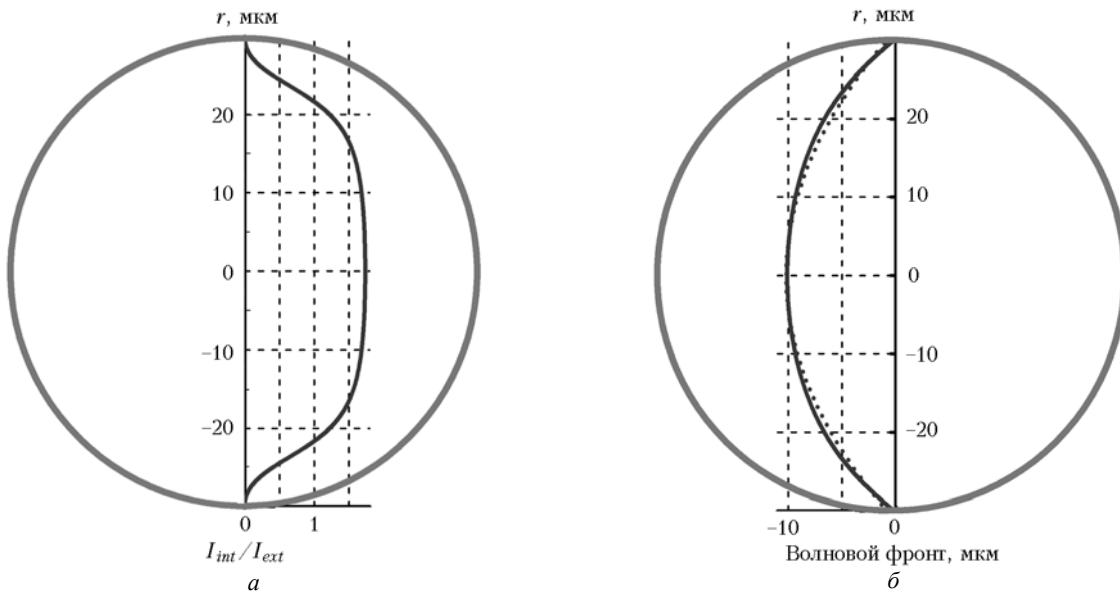


Рис. 2. Распределение интенсивности (а) и волновой фронт (б) в центральном поперечном сечении $z = 0$ капли, обусловленные фокусировкой на освещенной поверхности; — — — рассчитанный волновой фронт, •••• — параболическая аппроксимация

Зависимость радиальной координаты луча r от прицельного расстояния p в плоскости на расстоянии $z = 0,9R$ от центрального сечения представлена на рис. 3. Видно, что при $p \geq 0,85$ существует область, где одному значению координаты r соответствуют два прицельных параметра p и, соответственно, две лучевые трубки.

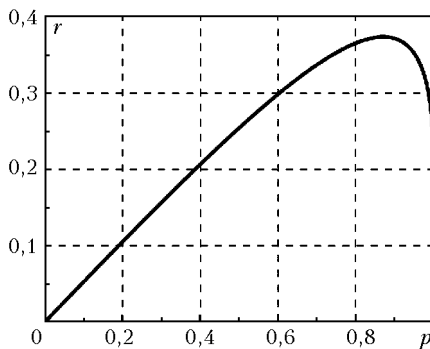


Рис. 3

В данной области происходит перераспределение интенсивности за счет интерференции лучей после преломле-

ния на освещенной поверхности капли. Положение области интерференции лучевых трубок при их пересечении приведено на рис. 4,а. Продольный размер этой области в капле радиусом 30 мкм составляет около 10 мкм, поперечный — 4 мкм.

В точке пересечения K лучевых трубок с прицельными параметрами p_k интенсивность

$$I_{int}(z, r) = \left[\sum_{k=1}^K \sqrt{I_{int}(z, p_k)} \exp[i\varphi(z, p_k)] \right]^2. \quad (9)$$

Число пересекающихся лучевых трубок K зависит от координаты рассматриваемой точки внутри капли (z, r) . Прицельный параметр p_{kr} , при котором производная $dp/dr = 0$, соответствует каустике, и расчет интенсивности в рамках геометрической оптики в данной области неприменим. Это значение p_{kr} соответствует светосильному углу при формировании «радуги».

Около оси капли интенсивность внутреннего поля I_{int} вследствие фокусировки на освещенной поверхности достигает значения около $4I_{ext}$. На рис. 4,б хорошо видна зона повышенной интенсивности, образующая кольцевую область у внешней границы капли с характерной для интер-

ференционной картины структурой. Внешняя граница капли в изображенной плоскости нанесена штриховой линией на рис. 4, б. В этой области интенсивность в интерференционном максимуме увеличивается приблизительно в ~ 20 раз по сравнению с падающей волной. При этом рост поля на границе каустики может быть оценен усреднением по области с характерным размером порядка длины волны λ_0 .

При анализе распространения фемтосекундного импульса в микрокапле ограничимся учетом однократного отражения от затененной поверхности. Такое приближение справедливо, если длительность импульса τ_p меньше времени пробега τ_g световой волны по сферической частице:

$$\tau_g \leq \frac{2R}{c_0 n_{drop}}, \quad (10)$$

где c_0 – скорость света.

При длительности импульса $\tau_p \sim \tau_g$ его передний фронт после отражения от затененной поверхности будет

фокусироваться в объеме капли и интерферировать с хвостом импульса. Для капли радиусом 30 мкм характерное время $\tau_g \approx 150$ фс. На рис. 5 представлена в качестве иллюстрации тоновая картина интенсивности поля внутри капли с учетом однократного отражения от затененной поверхности для импульса прямоугольной формы. Более темные участки соответствуют большей интенсивности. Максимальное увеличение интенсивности достигается на оси капли в цилиндрической области протяженностью порядка 10 мкм и поперечным сечением 3 мкм. Удаление этой области от затененной поверхности составляет около 7 мкм, что согласуется с фокусным расстоянием $F_2 \approx 12$ мкм, определенным по формуле (3). Максимальное увеличение интенсивности происходит приблизительно в 200 раз по сравнению с падающей волной. Этот результат позволяет сделать предположение, что в данной области при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса следует ожидать существенного проявления нелинейных оптических эффектов и самовоздействия импульса.

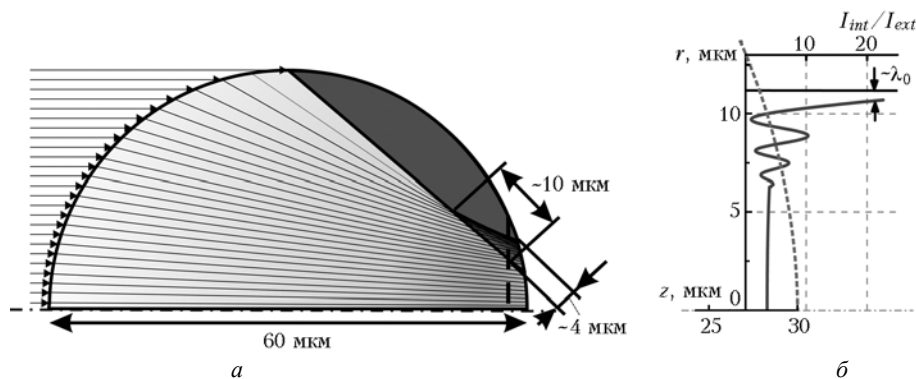


Рис. 4. Область интерференции внутри капли: *a* – ход лучей внутри капли, определяющий перераспределение интенсивности; *б* – распределение интенсивности на расстоянии $z = 0,9R$ от центра капли

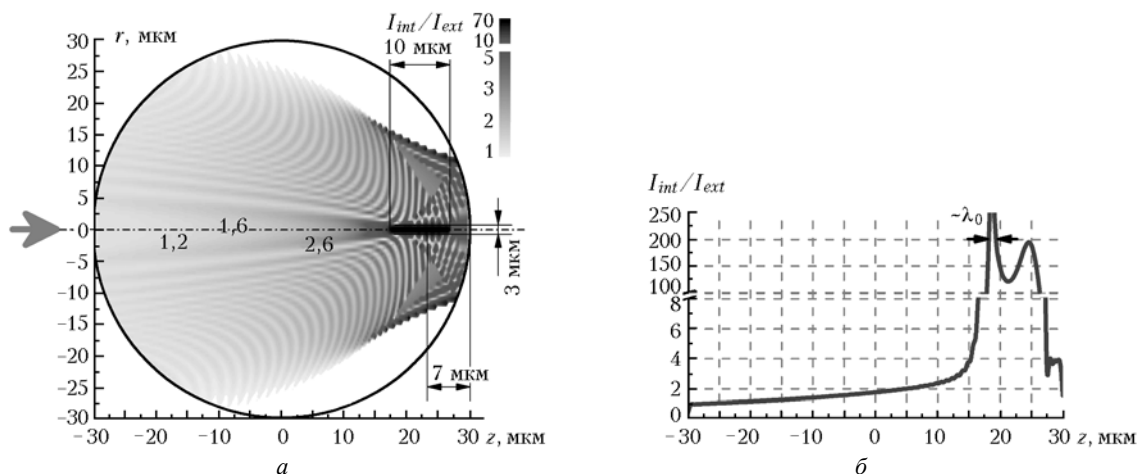


Рис. 5. Распределение интенсивности внутри капли воды с учетом однократного отражения от затененной поверхности: *a* – в объеме, *б* – на оси ($r = 0$)

Динамика поля внутри частицы

Чтобы рассмотреть временное изменение интенсивности при распространении фемтосекундного лазерного импульса внутри капли, использовались ранее рассчитанные для каждой лучевой трубки значения набегов фаз $\varphi(z, p)$. Так, для гауссова импульса с входной огибающей

$$I_{ext}(t) = I_0 \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_L} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где τ_L – полная длительность по уровню 0,5, временная зависимость интенсивности в p -й лучевой трубке определяется выражением

$$I_{int}(z, p, t) = I_{int}(z, p) \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - \varphi(z, p)/\omega}{\tau_L} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Здесь ω – несущая циклическая частота; интенсивность $I_{int}(z, p)$ определяется формулой (7). Таким образом, с изменением продольной координаты z в p -й лучевой трубке

импульс запаздывает на время распространения излучения $\varphi(z, p)/\omega$.

На рис. 6 представлены распределения интенсивности излучения гауссова импульса длительностью $\tau_L = 45$ фс для ряда характерных моментов времени. За начальный отчет времени $t = 0$ выбран момент, когда пик импульса на оси капли проходит через освещенную поверхность ($z = -R$).

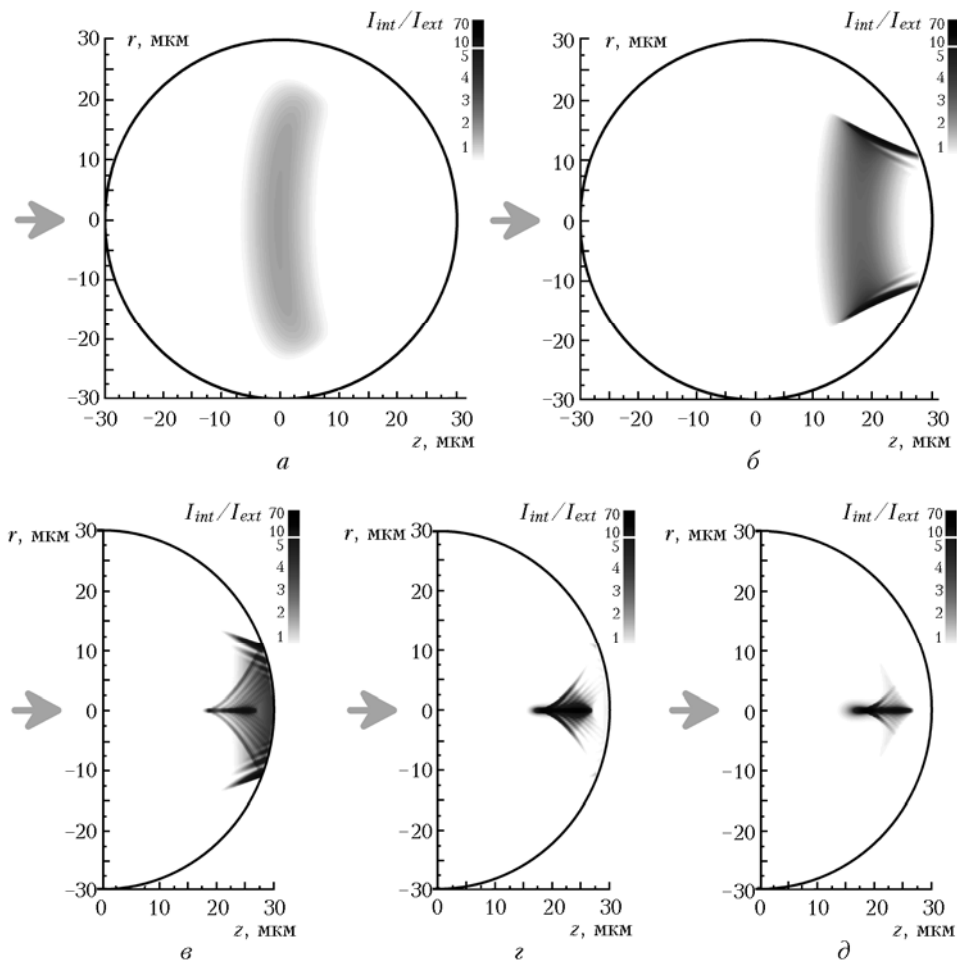


Рис. 6. Распределение интенсивности импульса длительностью $\tau_L = 45$ фс внутри капли воды для различных моментов времени t , фс: $a - 130$; $б - 210$; $в - 270$; $г - 330$. Импульс падает слева направо по стрелке. Время отсчитывается от момента, когда пик импульса на оси капли ($r = 0$) проходит через освещенную поверхность ($z = -R$)

В момент времени $t = 130$ фс, когда пик импульса находится приблизительно в центре капли $z = 0$, интенсивность увеличивается за счет фокусировки излучения на оси капли (рис. 6, a). При дальнейшем распространении происходит формирование кольцевой области интерференции, и увеличение интенсивности в максимумах интерференционной картины достигает ~ 20 раз (рис. 6, $б$). В момент времени $t = 270$ фс пик импульса достигает затененной поверхности на оси капли (рис. 6, $в$). При этом хвост импульса продолжает формировать кольцевую область интерференции, а отразившаяся часть переднего фронта фокусируется на оси. Фокусировка происходит на удалении 6 мкм от затененной поверхности. В области наложения передней и задней частей импульса также возникает интерференционная картина. Для гауссова импульса увеличение интенсивности в ней существенно меньше, чем в области фокусировки.

При дальнейшем распространении отразившегося импульса его центральные временные слои достигают области наибольшей фокусировки, и максимальное значение интенсивности в ней приблизительно в 100 раз больше падающей I_0 (рис. 6, $г$). В дальнейшем ($t = 330$ фс) импульс начинает расплываться и интенсивность уменьшается (рис. 6, $д$). Область, где интенсивность превышает входное значение, существенно сокращается по сравнению с более ранними моментами времени. Интенсивность в области максимальной фокусировки также уменьшается и превышает входную приблизительно в 40 раз при $t = 330$ фс. Пространственное расплывание импульса продолжается, и в момент времени $t = 360$ фс интенсивность в объеме капли не превышает входного значения I_0 .

На основании приведенных результатов можно сделать вывод, что для импульсов протяженностью не более диаметра капли имеются две области существенного уве-

личения интенсивности. В этих областях с наибольшей вероятностью возможны проявление нелинейно-оптических эффектов и образование лазерно-индуцированной плазмы. Первая – это кольцевая область интерференции у теневой поверхности капли, где увеличение интенсивности достигает примерно $20I_0$; и вторая – область фокусировки отраженного от затененной границы излучения, где рост интенсивности существеннее и составляет приблизительно $100I_0$. Зависимость интенсивности от времени в этих областях практически повторяет временной профиль входного импульса. Формирование второй области происходит с запаздыванием, определяемым временем распространения отраженного излучения. Для рассматриваемого импульса длительностью $\tau_L = 45$ фс и капли радиусом $R = 30$ мкм это запаздывание составляет 90 фс.

Формирование плазмы

Генерация электронной лазерной плазмы происходит во время прохождения импульса внутри капли воды. В областях, где увеличение интенсивности достигает максимальных значений, следует ожидать наибольшей концентрации электронов. Для описания формирования электронной плазмы использовалась модель, учитывающая многофотонную и каскадную ионизацию и рекомбинацию плазмы [10]. Скоростное уравнение, описывающее динамику плотности электронов $\rho(r,z,t)$, имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{mp} + \eta_{casc}\rho - \eta_{rec}\rho^2, \quad (13)$$

где первый член в правой части уравнения описывает механизм многофотонной ионизации, второй – каскадную ионизацию и третий – рекомбинацию.

Для учета многофотонной ионизации под действием лазерного поля в воде используется приближение Келдыша. Для ионизации молекулы с энергией ионизации ΔE требуемое число фотонов оценивается выражением $k = \langle \Delta E / (\hbar\omega) + 1 \rangle$. Для импульса титан-сапфирового лазера ($\lambda_0 = 0,8$ мкм) и молекулы воды $\Delta E = 6,5$ эВ $k = 5$. В соответствии с этим приближением скорость многофотонной ионизации равна

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{mp} \approx \frac{\omega}{9\sqrt{\pi}} \left(\frac{m'\omega}{\hbar}\right)^{3/2} \left[\frac{e^2}{16m'\Delta E\omega^2 c_0 \epsilon_0 n_{drop}} I \right]^k \times \exp\left(\frac{2\Delta E}{\hbar\omega}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{2k - \frac{2\Delta E}{\hbar\omega}}\right), \quad (14)$$

где m' полагается равной половине массы электрона, $m' = m_e/2$; I – интенсивность излучения. Скорость каскадной ионизации определяется формулой

$$\eta_{casc} = \frac{1}{\omega^2 \tau_{col}^2 + 1} \left[\frac{e^2 \tau_{col}}{c_0 n_{drop} \epsilon_0 m_e \Delta E} I - \frac{m_e \omega^2 \tau_{col}}{M} \right], \quad (15)$$

где $\tau_{col} = 1$ фс — время электрон-молекулярных столкновений; $M = 3 \cdot 10^{-26}$ кг – масса молекулы воды. Коэффициент при члене, описывающем рекомбинацию, полагался постоянным и равным $\eta_{rec} = 2 \cdot 10^{-9}$ см³/с. Как показал последующий расчет, на временах распространения фемтосекундного импульса в микрокапле воды влияние рекомбинации на формирование плазмы не существенно.

Расчет плотности электронов $\rho(z,r,t)$ в заданной точке капли (z,r) осуществлялся решением уравнения (13) методом Рунге–Кутты с использованием численно полученной зависимости интенсивности от времени $I_{in}(z,r,t)$.

На рис. 7 представлены тоновые картины распределения концентрации электронов в центрального продольном сечении для микрокапли воды радиуса $R = 30$ мкм при входном импульсе вида (11) с длительностью $\tau_L = 45$ фс и пиковой интенсивностью $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² для ряда характерных моментов времени. Расчет проводился с шагом по времени $\Delta t = 1$ фс с пространственным разрешением $g = 0,01 R$.

При входе импульса в каплю вероятность ионизации невелика, и плазма с концентрацией не более $10^{-14} \rho_0$, где $\rho_0 = 3,34 \cdot 10^{22}$ см⁻³ – равновесная концентрация молекул воды, образуется только в передней части капли. Затем область ионизации расширяется, и к моменту времени $t = 130$ фс концентрация электронов в центре капли под действием возрастающего поля увеличивается до $10^{-11} \rho_0$ (рис. 7,а). Концентрации электронов накапливается со временем, и в любой области капли максимум электронной плотности запаздывает относительно максимума внутреннего поля. Когда начинается интерференционное увеличение интенсивности вблизи задней стенки микрокапли ($t = 210$ фс), ионизация происходит практически во всей внутренней части капли (рис. 7,б). Величина концентрации электронов в кольцевой области, где интенсивность максимальна, составляет $\rho_{max} = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

После отражения от затененной поверхности импульс распространяется в обратном направлении, вызывая дальнейшее увеличение плотности электронов в приосевой области ($t = 270$ фс, рис. 7,в). Наибольшая плотность электронов достигается в области максимальной фокусировки отраженного излучения при $t = 330$ фс (рис. 7,г) и для выбранных параметров капли и импульса составляет $\rho_{max} = 3 \cdot 10^{22}$ см⁻³, т.е. порядка 1% от равновесной концентрации молекул воды $\rho_{max} \approx 10^{-2} \rho_0$. Таким образом, при пиковой интенсивности входного импульса больше $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² в капле возникает оптический пробой [11].

На рис. 8 представлена временная зависимость концентрации электронов лазерной плазмы на оси в области максимальной фокусировки отраженного излучения на расстоянии $\Delta z = 11$ мкм от затененной поверхности. Неравномерное увеличение концентрации плазмы объясняется тем, что сначала сильная ионизация происходит при прямом распространении импульса, а последующий ее крутой рост обусловлен обратным прохождением центральных временных слоев импульса после отражения от неосвещенной поверхности.

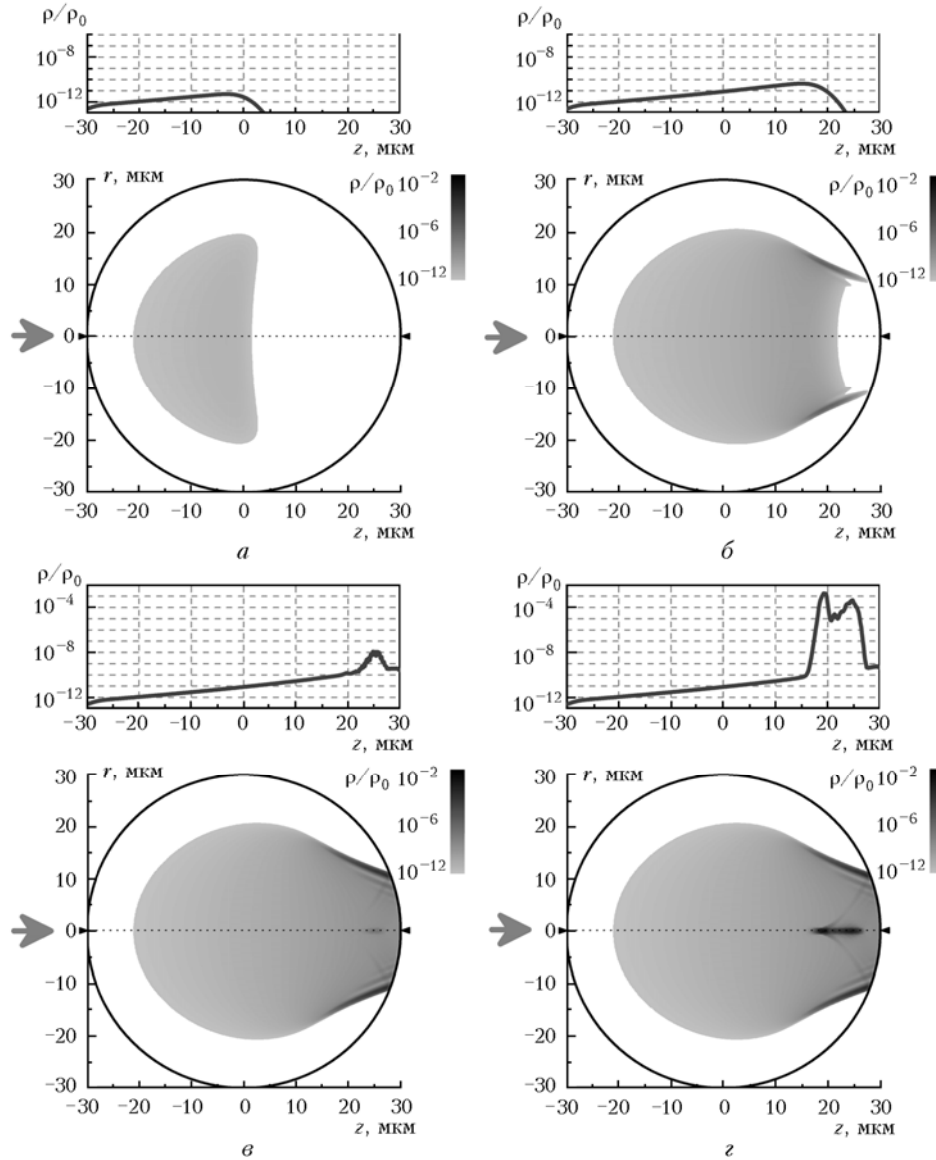


Рис. 7. Плотность электронной плазмы внутри капли воды при прохождении импульса длительностью $\tau_L = 45$ фс и пиковой интенсивностью $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² для различных моментов времени t : а – 130; б – 210; в – 270; г – 330. Время отсчитывается от момента, когда пик импульса на оси капли ($r = 0$) проходит через освещенную поверхность ($z = -R$)

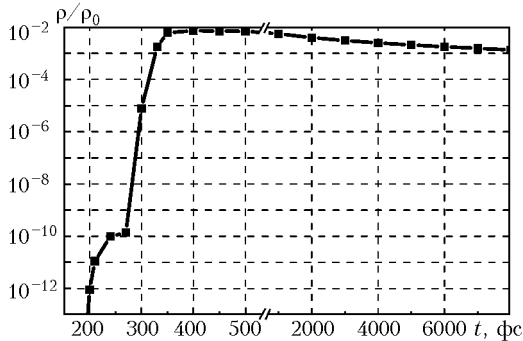


Рис. 8. Плотность электронной плазмы на оси капли ($r = 0$) на расстоянии $z = 18$ мкм в зависимости от времени при прохождении импульса длительностью $\tau_L = 45$ фс и пиковой интенсивностью $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см²

После окончания импульса концентрация электронов убывает на порядок за время порядка 10 пс. Таким образом, рекомбинация плазмы за время распространения фемтосекундного лазерного импульса внутри микрокапли является несущественной.

Заключение

1) На основе метода лучевых траекторий развит подход к численному исследованию распределения светового поля внутри капли аэрозоля при падении фемтосекундного лазерного импульса. Метод применим для капель, радиус которых удовлетворяет условию $R \gg 2\lambda_0$. При этом длительность импульса τ_p ограничена сверху неравенством

$$\tau_p < \frac{2R}{c_0 n_{drop}}$$

Метод учитывает эффект фокусировки излучения на освещенной поверхности капли, интерференцию поля на прямом проходе импульса через каплю и при отражении от неосвещенной ее поверхности.

2) На примере капли радиусом 30 мкм показано, что для излучения на длине волны 0,8 мкм и длительностью импульса 45 фс интенсивность поля внутри капли увеличивается приблизительно в 4 раза вследствие фокусировки на освещенной поверхности, в ~20 раз в интерференционных максимумах в кольцевой области у неосвещенной поверхности и порядка 100 раз при фокусировке после отражения от неосвещенной поверхности. Полученные оценки максимального увеличения интенсивности для водных капель диаметром более 20 мкм совпадают с результатами, вычисленными по теории Лоренца–Ми.

3) Установлено, что при пиковой интенсивности падающего импульса титан-сапфирового лазера $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² в капле аэрозоля возникает область оптического пробоя, вызванного многофотонной и каскадной ионизацией. Максимальная концентрация электронов в этой области достигает порядка $\rho_{\max} = 3 \cdot 10^{22}$ см⁻³, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [11].

Полученные результаты анализа пространственно-временного распределения интенсивности светового поля и концентрации электронов в объеме капли воды могут быть использованы для исследования нелинейно-оптических процессов взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с капельным аэрозолем.

Статья написана на основе работы, проведенной при поддержке РФФИ, грант № 03-02-16939, Европейского офиса по научным исследованиям армии США, контракт № 62558-03-M-0029 и гранта CRDF GAP № RPO-1390-TO-03.

1. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можжев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
2. Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P. and Woeste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301. # 5629. P. 61–64.
3. Зуев В.В., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 256 с.
4. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 349–359.
5. Hill S.C., Boutou V., Yu J., Ramstein S., Wolf J.-P., Pan Y., Holler S. and Chang R.K. Enhanced backward-directed multi-photon-excited fluorescence from dielectric microcavities // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. N 1. P. 54–57.
6. Boutou V., Favre C., Hill S.C., Zimmer W., Krenz M., Lambrecht H., Yu J., Chang R.K., Woeste L. and Wolf J.-P. White light nanosource with directional emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. N 3. P. 035002-1.
7. Boutou V., Favre C., Hill S.C., Pan Y.L., Chang R.K., Wolf J.P. Backward enhanced emission from multiphoton processes in aerosols // Appl. Phys. B. 2002. V. 75. N 2–3. P. 145–152.
8. Yang P., Liou K.N., Mishchenko M.I., Gao B.-C. Efficient fine-difference time-domain scheme for light scattering by dielectric particles: application to aerosols // App. Opt. 2000. V. 39. Issue 21. P. 3727–3737.
9. Barber P.W., Hill S.C. Light Scattering by Particles: Computational Methods (World Scientific, Singapore, 1990. P. 140–233).
10. Noak J. and 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. N 8. P. 1156–1167.
11. Kennedy P.K., Boppart S.A., Hammer D.X., Rockwell B.A., Noojin G.D. and Roach W.P. A first-order model for computation of laser-induced breakdown threshold in ocular and aqueous media // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. N 12. P. 2250–2256.

V.P. Kandidov, V.O. Militsin. Light intensity and electron concentration of the laser plasma in a water aerosol droplet under the exposure to a femtosecond laser pulse. Geometric optics analysis.

Geometric optics approach to analysis of femtosecond laser pulse propagation in a water microdroplet is used. The dynamics of the spatial distribution of light intensity and electron concentration of laser plasma in the microdroplet is investigated. Calculations are carried out with the help of the ray-tracing technique. Shadow face reflection and ray interference that appear due to aberrated focusing are taken into account in numerical simulation. The obtained spatial distribution of light intensity for droplets with the size more than 20 μm is numerically close to that calculated by the Lorenz–Mie theory. It is shown that at a Ti:Sapphire laser pulse with duration of 45 fs and peak intensity of 10¹¹ W/cm² an optical breakdown occurs in the water microdroplet with the radius 30 μm.