DOI: 10.17117/na.2015.08.1082

<http://ucom.ru/doc/na.2015.08.1082.pdf>

Поступила (Received): 10.08.2015

Бочкарев Н.Н. Исследование акустической эмиссии сверхкоротких лазерных импульсов в воздухе и аэрозоле

Bochkarev N.N.
Investigation of acoustic emission of ultrashort
laser pulses in the air and aerosol

Эффективность применения оптико-акустической диагностики в проблеме исследования распространения сверхкоротких лазерных импульсов в различных средах рассмотрена на примере экспериментальных результатов, полученных в лабораторных условиях путем регистрации акустической эмиссии, индуцированной воздействием тераваттных фемтосекундных лазерных импульсов на аэрозоль, отдельные капли и воздух

Ключевые слова: акустическая эмиссия, взаимодействие, оптико-акустический метод, фемтосекундный лазер

Effectiveness of optoacoustic diagnostic study of the propagation problem of ultrashort laser pulses in various environments considered on an example of experimental results obtained in the laboratory by recording the acoustic emission induced by exposure terawatt femtosecond laser pulses on aerosol, individual droplets and air

Key words: acoustic emission, femtosecond laser, interaction, optical-acoustic method

Бочкарев Николай Николаевич

Доктор физико-математических наук, научный сотрудник

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева
г. Томск, площадь Академика Зуева, 1

Bochkarev Nikolai Nikolaevich

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist

Institute of atmospheric optics named V.E. Zuev
Tomsk, Academician Zuev square, 1

ВВЕДЕНИЕ

Современный уровень развития атмосферной оптоакустики позволяет использовать ее достижения в решении различных физических задач, в том числе, для комплексных исследований распространения сверхкоротких лазерных импульсов в атмосфере [1-6, 9, 14].

В [2, 9] опубликованы первые в нашей стране экспериментальные данные о параметрах акустической эмиссии, возбуждаемой в процессе воздействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности на газовые среды. Выполненный автором обзор публикаций показывает, что акустическая эмиссия до 2004 г. не исследовалась с точки зрения получения дополнительной информации о протекании процессов, сопровождающих распространение фемтосекундных лазерных импульсов в различных средах. Поэтому выполнение экспериментов, результаты которых обсуждаются в предлагаемом сообщении,

обусловлено исследованием акустической эмиссии, инициируемой воздействием сверхкоротких импульсов лазерного излучения на воздух и аэрозоли.

Результаты оптико-акустических экспериментальных исследований в предлагаемом сообщении получены с использованием Ti:Sa-лазера [7], который генерировал импульсы на длине волны 0,8 мкм, длительностью 80 фс или 9 нс при энергии в импульсе до $E_L = 17$ мДж и ширине лазерного пучка 8 мм.

В качестве аэрозоля использовались частицы чистой воды размером 2,5 мкм с добавлением наночастиц серебра. Аэрозоль с концентрацией частиц до 10^7 см⁻³ формировался ультразвуковым генератором. Акустическая часть установки содержала два канала с частотным диапазоном 0,02 ÷ 100 кГц.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Акустическая эмиссия, индуцируемая филаментом в воздухе, вдоль пучка лазерного излучения на различных расстояниях от фокусирующей линзы при острой фокусировке зеркалами с длиной фокуса 86 и 120 см на расстоянии 0,1 ÷ 4,2 м от фокуса показывает на существенное «угасание» филамента. Амплитуда акустического импульса косвенно соответствует концентрации свободных электронов в плазме, возникшей в результате воздействия лазерного излучения. На небольшом расстоянии за геометрическим фокусом филамент теряет энергию на порядки. Под энергией филамента в данном случае понимается та его часть, которая формирует слабоионизованную плазму и затем диссипирует в тепловую энергию среды за счет рекомбинации электронов и ионов. Расходящийся пучок не подпитывает филамент энергией, достаточной для баланса двух эффектов – нелинейности Керра и образования плазмы при фокусировке.

**Рис. 1. Зависимость пикового акустического давления P , генерируемого водным аэрозолем, от относительной прозрачности Q при энергии $E_L = 15$ мДж:
а – для фемтоимпульса 80 фс; б – для наноимпульса 9 нс**

Зависимости максимального акустического давления P , генерируемого водным аэрозолем при воздействии фемтосекундным импульсом энергией $E_{\text{л}} = 15$ мДж, от относительной прозрачности аэрозоля Q представлены на рис. 1. При переходе от фемтосекундного импульса к наносекундному акустическая эмиссия уменьшается на два порядка. Интерпретация этого эффекта возможна за счет реализации многофотонного поглощения оптического излучения в веществе аэрозольных частиц. Для фемтосекундного режима можно пренебречь оттоком тепла от наночастиц серебра, внедренных в частицу аэрозоля. Тогда в локальных областях капель реализуются режимы перегрева и взрывного вскипания жидкости, акустическая эмиссия которых выше, чем для случая теплового и испарительного механизмов.

Оптическая прозрачность водного аэрозоля на длине волны зондирующего непрерывного излучения при распространении в нем сверхкоротких лазерных импульсов не изменяется, поэтому не изменяется микроструктура аэрозоля и не реализуются тепловые эффекты испарения и взрывного вскипания аэрозольных частиц. При возникновении оптического пробоя в аэрозоле, зафиксированного в ряде случаев, оптическая толща аэрозольного тумана также не меняется. Это указывает на то, что очаги пробоя формируются внутри небольшого количества аэрозольных частиц и эти очаги пробоя, не имея подпитки энергией от лазерного импульса, не развиваются.

Выполненные в [2] экспериментальные исследования показали, что ослабление энергии импульсов аэрозольным слоем близко к закону Бугера с коэффициентом ослабления, слабо отличающимся от линейного. Кроме того, аэрозольная среда способна не только уменьшать энергию лазерного импульса, но и увеличивать его длительность за счет дисперсии в водных частицах.

В [5] приводятся результаты исследования нелинейного эффекта, обнаруженного при распространении фемтосекундного лазерного излучения: нелинейного поглощения энергии лазерных импульсов в воздухе. Излучение с выхода лазера фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 86 см. На расстоянии 42 см от фокусирующего зеркала около оси пучка размещался микрофон, расстояние от которого до оси пучка составляло 1,5 см.

Осциллограмма сигнала с микрофона для регистрируемого фемтосекундного лазерного импульса представляла собой волну сжатия и разрежения. Зависимость амплитуды первого пика акустического импульса от энергии в фемтосекундном лазерном импульсе, полученная из измерений с атмосферным воздухом $P(E) \sim E^{2,756}$, кардинально отличается от зависимости $P(E) \sim E$ при распространении лазерного излучения микро- и наносекундной длительности (термооптическая акустическая эмиссия) и иллюстрирует нетривиальную для сверхкоротких лазерных импульсов поглощательную способность воздуха.

Когда вместо фемтосекундного импульса использовался наносекундный импульс, то акустическая эмиссия уменьшалась по амплитуде, а зависимость амплитуды акустического импульса от энергии лазерного импульса становилась линейной.

Объяснение полученных результатов в следующем. Гомоядерные молекулы N_2 и O_2 , из которых в основном состоит воздух, не имеют электрического дипольного момента. В сильном электромагнитном поле фемтосекундного импульса в молекулах появляется наведенный дипольный момент, в основном ориентированный вдоль оси молекулы. Взаимодействие этого наведенного дипольного момента с полем лазерного импульса приводит к возбуждению вращательного движения молекул воздуха и, следовательно, к поглощению лазерного излучения. Энергия вращательного движения за счет столкновительной релаксации после окончания лазерного импульса переходит в тепло, а последующий нагрев газа служит источником акустической эмиссии. Для случая слабого линейного поглощения лазерного излучения в газах задача теоретически была решена в [8].

Предложенная модель нелинейного поглощения фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, реализуется только для случая лазерного излучения с линейной поляризацией. Для излучения с круговой поляризацией, в силу усреднения по углу в среднем за период изменения электрического поля, молекула не приобретает вращательной энергии, а предложенный выше механизм не работает.

Экспериментальные исследования спектральных и энергетических характеристик двухфотонно возбужденной флуоресценции красителя родамина 6Ж в жидкокапельной форме при облучении лазерными импульсами фемтосекундной длительности выполнены в [4].

Вышеупомянутые объекты воздействия лазерного излучения – дисперсные среды – сами по себе являются специфическими физическими системами, поскольку сферические частицы обладают фокусирующим действием и, кроме того, являются высокодобротными микрорезонаторами, в которых реализуются моды шепчущей галереи [10]. Это приводит к резкому увеличению в их объеме интенсивностей воздействующих оптических полей и понижению энергетических порогов проявления в них нелинейно-оптических процессов.

Спектры свечения капли красителя показывают, что картина свечения капли сильно меняется при изменении величины энергии облучающих импульсов, а именно при $E_L > 0,5$ мДж спектр имеет четко выраженную двугорбую структуру. При этом второй длинноволновый пик сначала превалирует над первым коротковолновым, но при повышении E_L исчезает, а в спектре излучения капли остается только коротковолновый пик, причем он приобретает пиковую структуру.

Зависимости максимальной амплитуды P акустических сигналов, генерируемых одиночной каплей, от энергии E_L воздействующих лазерных импульсов показаны на рис. 2.

Изменение величины P от капель чистого этанола и раствора Р6Ж в этаноле с концентрацией 10^{-3} моль · л⁻¹ выглядит примерно одинаково. Это означает, что процессы формирования акустической эмиссии от таких капель при фемтосекундном возбуждении одни и те же. Однако при повышении концентрации люминесцирующих молекул до 10^{-2} моль · л⁻¹ картина резко меняется.

Рис. 2. Зависимость пикового акустического давления P , генерируемого одиночной каплей, от энергии лазерного излучения $E_{\text{л}}$: 1 – спирт; 2 – спирт + краситель Р6Ж, 10^{-3} моль $\cdot$ л $^{-1}$; 3 – дибутилфталат; 4 – спирт + краситель Р6Ж, 10^{-2} моль $\cdot$ л $^{-1}$

Во-первых, величина регистрируемого P в этом случае значительно меньше (приблизительно на порядок), во-вторых, в интервале $E_{\text{л}} = 2 \div 4$ мДж роста акустического сигнала не наблюдается. Затем акустический сигнал растет приблизительно по тому же закону, что для случая чистого растворителя и слабоконцентрированного красителя.

Возможное объяснение наблюдаемых различий следующее. Известно, что при воздействии на среду лазерного излучения акустическая эмиссия связана с поглощенной в среде энергией, и чем больше величина поглощенной энергии, тем больше акустическая эмиссия. Уменьшение акустической эмиссии от капель с концентрацией Р6Ж 10^{-2} моль $\cdot$ л $^{-1}$ по сравнению со слабоконцентрированным красителем и чистым растворителем связано с уменьшением поглощения лазерного излучения в капле при повышении концентрации красителя. Поглощение оптического излучения в капле вызвано поглощением молекулами растворителя и многофотонным поглощением молекулами красителя. Процессом, конкурирующим с процессом многофотонного поглощения в красителе, является флуоресценция возбужденных молекул красителя.

Экспериментальные исследования филаментации сфокусированного лазерного пучка при его самофокусировке в воздухе выполнены в [6]. С точки зрения атмосферно-оптических задач наиболее интересной является филаментация лазерного пучка – формирование в пучке высокоинтенсивного волноводного канала-филамента диаметром $70 \div 100$ мкм, пиковой интенсивностью 10^{14} Вт $\cdot$ см 2 и протяженностью, в зависимости от условий распространения и характеристик лазерного импульса, до сотен метров. Задача управления локализацией филаментированного участка трассы в этой связи требует исследования вопросов, связанных с влиянием фокусного расстояния оптической системы на процесс филаментации в условиях фокусирующего эффекта кер-

ровской нелинейности, обусловленной нелинейностью электронной поляризуемости с временами релаксации порядка фемтосекунд, и дефокусирующего эффекта плазмы, возникающей при многофотонной ионизации среды.

Исследованию пространственной локализации области филаментации, в том числе положения нелинейного фокуса, посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных исследований, начало которым было положено в [12], где было предсказано для интенсивного лазерного пучка, распространяющегося в условиях фокусирующего эффекта Керра, что положение нелинейного фокуса, если его мощность превышает критическую мощность для коллапса пучка, пропорционально мощности в степени 0,5. Нелинейный фокус всегда меньше геометрического и является важнейшей характеристикой в описании распространения мощных лазерных пучков в нелинейных средах.

Поскольку точной аналитической формулы для описания длины нелинейного фокуса не существует, то решение этой проблемы обычно проводится путем численного моделирования. Получено, что неустойчивость решения нелинейного уравнения Шредингера для плоских волн при самомодуляции фазы приводит к линейной зависимости положения нелинейного фокуса от мощности, на что впервые указано в [13].

В [14] приведено эмпирическое соотношение, позволяющее с приемлемой точностью определять пространственное положение нелинейного фокуса для коллимированных лазерных пучков. В полученное соотношение входит начальная мощность пучка. Это ограничение для коллимированных пучков или пучков с длиной фокусировки, близкой к релеевской длине пучка, дает согласие теории с экспериментом. Однако зависимость эффекта Керра от интенсивности лазерного излучения ставит под сомнение справедливость полученных в [14] соотношений при острой фокусировке, поскольку интенсивность в этом случае зависит от продольной координаты.

Регистрация акустических импульсов в продольном относительно лазерного пучка направлении позволила восстановить геометрические размеры области филаментации, на что впервые указано в [2].

Исследование динамики положения нелинейного фокуса и длины филаментированного участка лазерного пучка выполнено в [6]. В измерениях применялись две методики. Первая, при использовании фокусирующего зеркала с фокусным расстоянием 86 см и моноимпульсного режима работы лазерного источника, состояла в регистрации акустических импульсов в продольном относительно области филаментации направлении. Для этого микрофон располагался соосно с лазерным пучком на расстоянии 61 см от фокусирующего зеркала и на расстоянии 2 см от лазерного пучка. При этом формирование временной развертки акустического сигнала происходило путем суммирования сигналов, генерируемых элементами объема филаментации, по длительности от начала области – нелинейного фокуса – к ее удаленному относительно микрофона концу – геометрическому фокусу.

Веретенообразный акустический источник, каковым является филамент, при регистрации в продольном направлении излучает разнополярные импуль-

сы акустической эмиссии, соответствующие ближнему и дальнему основанию «веретена» по отношению к приемнику. При этом пространственное положение сигнала, соответствующего дальнему основанию «веретена», устойчиво локализовано вблизи геометрического фокуса. Данный сигнал соответствует акустическому импульсу от плазмы оптического пробоя, формируемого в геометрическом фокусе зеркала при любой реализуемой в настоящем эксперименте начальной энергии в лазерном импульсе за счет той части пучка, интенсивности в которой недостаточно для керровской самофокусировки.

На рис. 3 показаны зависимости максимального акустического давления P , регистрируемого в продольном относительно области филаментации направлении, в зависимости от расстояния R до оптической системы и различных энергий лазерного импульса E_L , где 1 – термооптический сигнал; 2 – границы области филаментации; 3 – оптический пробой перед геометрическим фокусом; $F1, F2, F3$ – филаменты 1–3. E_L : а – 13,85 мДж; б – 13,13 мДж; в – 13,37 мДж; г – 8,48 мДж.

Рис. 3. Максимальное акустическое давление P , регистрируемое в продольном относительно области филаментации направлении, в зависимости от расстояния R до оптической системы и различных энергий ФС импульса E_L : 1 – термооптический сигнал; 2 – границы области филаментации; 3 – оптический пробой перед геометрическим фокусом; $F1, F2, F3$ – филаменты 1, 2, 3. E_L : а – 13,85 мДж; б – 13,13 мДж; в – 13,37 мДж; г – 8,48 мДж

При фокусировке лазерного излучения зеркалом с фокусным расстоянием 130 см для определения размеров области филаментации применялась дру-

гая методика. Микрофоны размещались перпендикулярно лазерному пучку на расстоянии 1,5 см от него в области, примерно соответствующей началу формирования филамента и его распаду, и сканировались эквидистантно оси лазерного пучка. Начало и конец филамента определялись по резкому уменьшению амплитуды акустического импульса, регистрируемой на осциллографе при выходе микрофона из зоны филаментации.

Полученные зависимости пространственной локализации зарождения филамента от энергии фемтосекундных импульсов E_L представлены на рис 4, где F_1 – первая филамента, F_2 – вторая филамента.

Рис. 4. Зависимость пространственной локализации зарождения филамент от энергии ФС импульсов E_L : F_1 – первая филамента, F_2 – вторая филамента

Результаты показывают, что с увеличением E_L , начиная ~ 1 мДж, начало филамента приближается к фокусирующему зеркалу (удаляется от геометрического фокуса зеркала), т. е. с ростом энергии или интенсивности излучения существенный вклад начинает вносить нелинейная фокусировка излучения. При этом положение дальней (по отношению к зеркалу) границы филамента практически не меняется. Ближняя (по отношению к фокусирующему зеркалу) граница филамента в диапазоне $E_L = 1 \div 14$ мДж приближается к зеркалу с фокусным расстоянием 130 см на ~ 24 см, а для зеркала с фокусным расстоянием 86 см на ~ 11 см.

В диапазоне энергий лазерного импульса, начиная с порогового для филаментации до максимально достигнутого в экспериментах значения 14 мДж, длина филамента растет линейно для фокусирующих зеркал с фокусным расстоянием 86 и 130 см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что при жесткой фокусировке лазерного пучка увеличение начальной энергии импульса приводит к смещению нели-

нейного фокуса от геометрического в сторону источника прямо пропорционально увеличению начальной энергии импульса.

Получены зависимости пространственного положения отдельных филаментов в пучке ФС лазерного импульса от его энергии с целью управления размерами лазерно-инициируемых акустических источников в атмосфере.

Аэрозоль не вносит существенных особенностей в трансформацию ФС лазерного пучка, при его пространственной фокусировке, что позволяет использовать аэрозоль в качестве линейного ослабителя для управления положением нелинейного фокуса и пространственным положением филамента.

Список используемых источников:

1. Апексимов Д.В., Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э и др. *Фемтосекундная атмосферная оптика*. Российская. акад. наук, Сибирское отд-ние Ин-т лазерной физики, Ин-т оптики атмосферы, Новосибирск: СО РАН, 2010. 238 с.
2. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Кирсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // *Оптика атмосферы и океана*, 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
3. Бочкарев Н.Н. *Прикладная атмосферная оптоакустика мощных лазерных пучков* Томск: ТГАСУ, 2008. 318 с.
4. Бочкарев Н.Н., Донченко В.А., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташев Д.В., Кибиткин П.П., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Флуоресценция красителя в жидкокапельной форме при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами // *Известия вузов. Физика*, 2005. № 4. С. 15–20.
5. Bochkarev N.N., Kartashov D.V., Kiselev A.M., Kirsanov A.V., Ponomarev Yu.N., Stepanov A.N., Tikhomirov B.A. Nonlinear absorption of intense femtosecond laser radiation in air // *Optics Express*, 2006. V. 4. № 17. P. 7552–7558.
6. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Степанов А.Н. Пространственная локализация области филаментации вдоль трассы распространения сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // *Оптика атмосферы и океана*, 2007. Т. 20. № 10. С. 863–867.
7. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Тераваттный фемтосекундный титан-сапфировый лазерный комплекс // *Квантовая электроника*, 2001. Т. 31. № 7. С. 623–626.
8. Heritier J. M. Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection // *Optics Communications*, 1983. V. 44. № 4. P. 267–272.
9. Матвиенко Г.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А., Тихомиров А.Б., Кирсанов А.В., Киселев А.М., Степанов А.Н. Оптико-акустические измерения поглощения фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом // *Оптика атмосферы и океана*, 2004. Т. 17. № 1. С. 95–97.
10. Дацюк В.В. Оптика микрокапель // *УФН*, 2001. Т. 171. № 10. С. 1117–1129.
11. Kelley P. L. Self-focusing of Optical beams // *Phys. Rev. Lett*, 1965. T. 15. P. 1005.
12. Bespalov V.I., Talanov V.I. Filamentary structure of light beams in nonlinear media // *JETP Lett*, 1966. № 3. P. 307.
13. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн*. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.
14. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды // *Оптика атмосферы и океана*, 2007. Т. 20. № 5. С. 413–418.