

Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, Г.Г. Матвиенко, В.А. Погодаев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 7.07.2009 г.

Представлен краткий обзор ряда приоритетных результатов по проблеме нелинейной оптики атмосферы, полученных авторами в процессе многолетних экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия мощного лазерного излучения различного спектрального состава, различной длительности импульсов с газовыми и аэрозольными компонентами атмосферы.

Рассмотрены результаты исследований энергетического ослабления импульсов CO₂-лазера микросекундной длительности на приземных атмосферных трассах при различных оптико-метеорологических условиях; распространения лазерного излучения в средней атмосфере с учетом эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР); особенности ВКР в каплях; взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с газовыми и аэрозольными средами.

Ключевые слова: атмосфера, аэрозоль, лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, плазма, расходимость; atmosphere, aerosol, laser radiation, self-focusing, filamentation, plasma, divergence.

В историческом плане основы нелинейной оптики атмосферы были заложены академиком В.Е. Зуевым и его учениками и представлены в монографии [1]. К настоящему времени выполнен большой цикл фундаментальных исследований по оптике мощного лазерного излучения в атмосфере [2–4]. Установлены и изучены механизмы оптической нелинейности жидкокапельных сред. Разработаны эффективные методы расчетов, созданы полуэмпирические модели, обеспечивающие прогнозирование потерь энергии и направленности мощных лазерных пучков на протяженных атмосферных трассах. Разработаны физические основы новых методов диагностики дисперсных сред.

Оставаясь актуальным на протяжении многих десятков лет, данное направление переживает новый этап развития благодаря созданию мощных фемтосекундных лазерных систем. С их применением в атмосфере связаны новые перспективы использования оптических технологий в изучении природных явлений.

Как правило, нелинейно-оптические эффекты ухудшают условия распространения лазерных пучков в атмосфере и их учет необходим при оценке эффективности передачи лазерной энергии на большие дистанции. При непрерывном лазерном излучении происходят тепловые абберации лазерных

пучков в воздухе [3]. Однако в туманах при инфракрасном излучении и длинных импульсах прозрачность среды увеличивается вследствие испарения капель [2]. При распространении мощных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительностей в воздухе возникает явление филаментации, связанное с самофокусировкой лазерного пучка в нити, с образованием плазмы и генерацией широкополосного свечения так называемого суперконтинуума [5]. При распространении более длинных лазерных импульсов в аэрозольной среде происходит оптический пробой воздуха вблизи аэрозольных частиц [4]. Это сопровождается дополнительным ослаблением излучения.

Многие нелинейно-оптические эффекты послужили базой для создания новых методов диагностики атмосферы и водной среды. Оптический пробой аэрозольных сред привлек внимание как источник эмиссионного спектра составляющих материала взвешенных частиц [6–9]. Двухфотонное поглощение в аэрозолях, содержащих органические молекулы, вызывает их флуоресценцию, что служит индикатором этих молекул [10, 11]. При использовании широкополосного излучения суперконтинуума стала возможной диагностика газовых и аэрозольных сред методом многоволнового зондирования [12].

Настоящая статья содержит краткий обзор наиболее приоритетных результатов, полученных авторами при проведении исследований взаимодействия с компонентами атмосферы лазерного излучения различного спектрального состава, импульсами различной длительности в рамках проблемы нелинейной оптики атмосферы.

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Виталий Алексеевич Погодаев (kam@iao.ru).

Энергетическое ослабление мощного лазерного излучения на приземных атмосферных трассах

Распространение импульсного лазерного излучения в реальных атмосферных условиях (дымка, туман, морось, дождь) относится к числу тех задач нелинейной оптики, где ярко выражены многофакторность и неаддитивность процессов, влияющих на пропускание канала. Процесс взаимодействия излучения со средой на трассе распространения существенно зависит от типа и микрофизического состава конкретного метеообразования, а также от энергетических параметров пучка, его структуры, временного режима, условий фокусировки.

Важнейшей оптической характеристикой дисперсной среды, определяющей энергетическое ослабление лазерного излучения при распространении на трассе, является интегральное пропускание канала

$$T(L) = W(L)/W(L = 0),$$

где W — полная энергия в импульсе лазерного излучения; L — длина трассы. В случае распространения импульса в капельном аэрозоле в режиме испарения и взрывного разрушения частиц коэффициент ослабления среды α становится функцией плотности энергии лазерного пучка w в каждой точке трассы. Поэтому с точки зрения увеличения пропускания атмосферного канала важно реализовать наиболее выгодные режимы просветления аэрозольной среды. Зависимость $\alpha(w)$ может быть установлена экспериментально либо построена теоретически на основе моделей взаимодействия излучения и частицы. Изложенные ниже результаты по прохождению фокусированных пучков импульсного CO_2 -лазера в капельных средах различной замутненности иллюстрируют разработанные авторами оригинальные модели коэффициента аэрозольного ослабления [4, 13–15].

На рис. 1 представлены нормированные зависимости коэффициентов ослабления импульсного излучения CO_2 -лазера в капельном аэрозоле. Зависимости 1 и 2 соответствуют контролируемым лабораторным исследованиям; 3 — реальной атмосфере (кривые 1, 2, 3 — теоретический расчет).

При изучении распространения лазерного излучения в реальных оптико-метеорологических ситуациях (ОМС) (дымка, туман, морось, дождь) существенным является учет твердофазного фонового аэрозоля, поскольку он определяет вероятность оптического пробоя среды [3]. При задании физической ситуации на трассе распространения важно также знать и время существования ОМС до момента измерения. При установившемся тумане происходит как обводнение твердофазной фракции, так и ее вымывание.

На рис. 2, а вместе с экспериментальными данными приведен ряд реализаций численного эксперимента по динамике изменения интегральной прозрачности T_e водного тумана в поле лазерного из-

лучения при различной начальной оптической толщине трассы τ_0 [15].

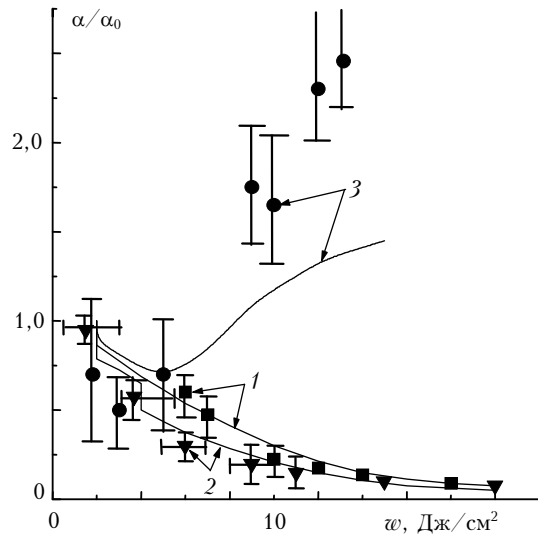
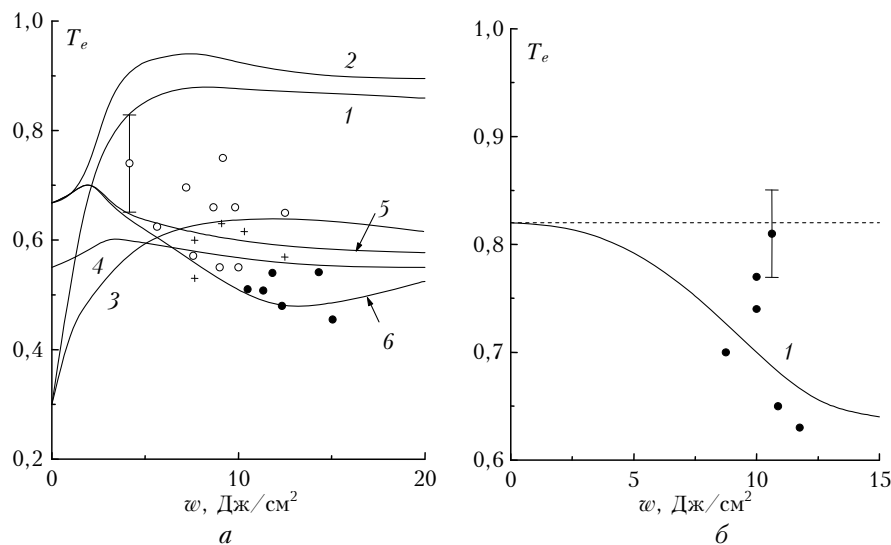


Рис. 1. Зависимость нормированных коэффициентов ослабления капельных сред от плотности лазерной энергии: 1 — монодисперсный водный аэрозоль, радиус частиц $a = 2,7$ мкм; 2 — полидисперсный водный аэрозоль ($a = 2,5$ мкм, $a^2 = 2,9$ мкм, $a^3 = 3,4$ мкм); 3 — естественная атмосфера, дождь (характеризуется Γ -распределением с параметрами $a_m = 700$ мкм, $\mu = 1$)

При моделировании учитывалось ослабление излучения плазмой оптического пробоя, инициируемого частицами грубодисперсной твердофазной фракции фонового аэрозоля с концентрацией N_b . Пороговая интенсивность оптического пробоя атмосферного воздуха в присутствии твердых частиц принималась равной 10^8 Вт/см² [3]. Расчет выполнен для ряда значений концентрации грубодисперсной фракции фонового аэрозоля:

$$N_b = 10^{-4} (1); 10^{-3} (2, 3); 5 \cdot 10^{-3} (4); 10^{-2} (5); 10^{-1} \text{ см}^{-3} (6).$$

Зависимость $T_e(w)$ в условиях дождя представлена на рис. 2, б. Сравнение рисунков показывает, что при установившемся тумане ($N_b \rightarrow 0$) с ростом энергетики воздействия всегда наблюдается повышение прозрачности. Это связано с уменьшением сечения ослабления частиц при их дроблении [13, 14]. В условиях дождя при реализации взрывных режимов происходит падение коэффициента передачи, что обусловлено ростом суммарного геометрического сечения дождевых капель при их разрушении. При высоком уровне концентрации фонового аэрозоля увеличение плотности энергии излучения w приводит сначала к снижению пропускания, а затем в диапазоне энергий $w = 5 \div 15$ Дж/см² (см. рис. 2, а, для $\tau_0 = 0,4$) наступает стабилизация условий распространения. Это объясняется тем, что задействуются уже все центры плазмообразования в среде, а энергии в лазерном импульсе недостаточно для дальнейшего инициирования оптического пробоя на частицах фонового аэрозоля.



ОМС	Туман		Дождь
τ_0	1,2	0,6	0,2
Кривая	1; 3 (○)	4 (●)	2; 5; 6 (+)

Рис. 2. Зависимость коэффициента передачи T_e тумана (а) и дождя (б) от плотности энергии лазерного пучка. Сплошные кривые — теоретический расчет. Пунктирная линия — коэффициент передачи при линейном ослаблении в среде. Значки — экспериментальные данные для конкретных значений τ_0 (таблица)

Распространение лазерного излучения в средней атмосфере

Распространение лазерного излучения на высотных трассах в средней атмосфере сопровождается целым рядом нелинейных эффектов, среди которых явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) занимает центральное место [3]. Данный эффект обусловлен раскачкой затравочных тепловых колебаний молекул газовой среды при облучении их падающей и рассеянной волнами, что может инициировать (после превышения некоторого порога по интенсивности) появление ВКР. Это приводит к потерям мощности основного излучения за счет его преобразования в другие частотные диапазоны (стоксовы, антистоксовы компоненты) и к изменению пространственного и углового спектра силового пучка.

Численное моделирование влияния ВКР на молекулярном азоте на мощность излучения кислородно-йодного лазера ($\lambda_0 = 1,315$ мкм, $I_0 = 10$ кВт/см²), распространяющегося на горизонтальной оптической трассе в средней атмосфере на высотах $h \geq 10$ км, выполнено в [16].

Влияние ВКР на мощность основного излучения характеризуется интегральным параметром (фактором усиления):

$$G = T_0(L)I_0 \int_0^L g_R dz + \ln T_{-1}(L),$$

где I_0 — интенсивность основного излучения на длине волны λ_0 ; g_R — стационарный коэффициент усиления ВКР; $T_n(L)$ — линейное пропускание оп-

тической трассы для излучения с длиной волны λ_n . В условиях развитого эффекта ВКР, когда отношение интенсивности 1-й стоксовой компоненты I_{-1} к интенсивности основного излучения I_0 достигает уровня $I_{-1}/I_0 \sim 1\%$, значение фактора G составляет $\sim 25 \div 30$. Очевидно, что с увеличением фактора усиления G следует принимать во внимание эффект истощения накачки и динамику развития ВКР можно установить только из численных расчетов. Немаловажным фактором является и дифракционное уширение пучков, которое может оказывать существенное влияние на эффективность комбинационного взаимодействия основного излучения и стоксовых составляющих в случае узких пучков и протяженных трасс.

На рис. 3 в зависимости от параметра G приведено полученное из численных расчетов [16] значение коэффициента преобразования η_R мощности основного излучения P_0 в мощность комбинационной составляющей P_R : $\eta_R = P_R(L)/[P_0(0) + P_R(0)]$ для различных начальных профилей пучков излучения с $\lambda_0 = 1,315$ мкм.

Поскольку наименьший начальный эффективный радиус R_e имеет супергауссов пучок, то при условии равенства начальных мощностей пучков с платообразным профилем имеет и большую начальную пиковую интенсивность. Следовательно, ВКР в этом случае развивается быстрее, что и наблюдается на рис. 3. Соответственно наименьшие значения коэффициента преобразования η_R при фиксированных G реализуются для пучков с центральным затенением. Предельно достижимый уровень ВКР-преобразования определяется из соотношений Мэнли—Роу и для $\lambda_0 = 1,315$ мкм составляет $\eta_R^{\text{max}} \approx 72\%$.

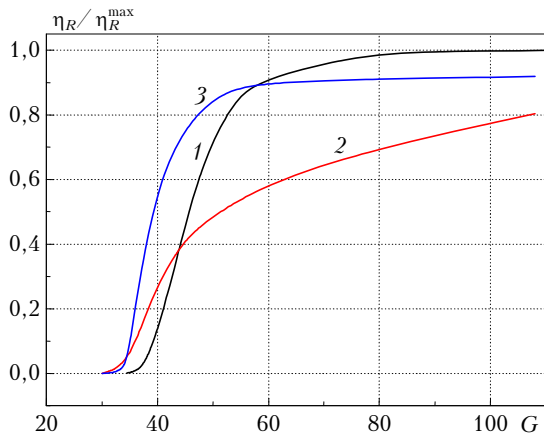


Рис. 3. Зависимость нормированного коэффициента ВКР-преобразования мощности основного излучения от параметра усиления G для пучков различного начального профиля: гауссова (1), кольцевого (2), супергауссова (3)

ВКР в жидких микрочастицах

Природа вынужденного излучения из прозрачной микросферы связана с генерацией излучения, находящегося в резонансе с собственными модами такой частицы. Характеристики этих резонансных мод («мод шепчущей галереи») подробно рассмотрены, например, в [4]. Данные резонансы наблюдаются при определенных значениях параметра дифракции частицы и могут быть достаточно узкими с добротностью порядка $Q \sim 10^6 - 10^8$ в жидких частицах, что связано с ограничением поглощения излучения в жидкости и колебаниями их формы. Немаловажную роль в возникновении эффектов ВКР играет также способность прозрачных частиц фокусировать световое поле внутри своего объема. Два главных максимума электромагнитного поля, формирующихся вблизи теневой и освещенной поверхностей прозрачной частицы, являются основными источниками спонтанного комбинационного излучения.

Резонансный характер возбуждения ВКР в микронных частицах приводит к значительному снижению энергетического порога его проявления, причем в ряде случаев при наложении определенных условий на геометрию и временной режим накачки возможны аномально низкие пороги ВКР [17]. Для теоретической оценки величины энергетического порога ВКР в микрочастице в [18] был использован подход, основанный на представлении оптических полей связанных волн в виде разложения в ряды по собственным функциям стационарной линейной задачи рассеяния. Это позволило записать дифференциальные уравнения для временных амплитуд волн на стоксовой и основной частотах в сферической микрочастице с учетом ее резонансных свойств.

Анализ решений данных уравнений для начального этапа процесса ВКР и условий реализации стационарного состояния показал, что порог возбуждения ВКР определяется величиной потерь стоксовой волны на поглощение и излучение через

поверхность частицы. Для обеспечения стационарной генерации ВКР необходимо дополнительно скомпенсировать энергопотери, вызванные истощением накачки.

Условие генерации ВКР в микронной частице при непрерывной или квазинепрерывной накачке имеет следующий вид [18]:

$$I_0 > I_0^{th} = \frac{n_a^2 V_a \omega_0 \omega_{-1}}{c^2 g_R \sigma_{ex} Q_0 Q_{-1}},$$

где σ_{ex} — сечение ослабления частицы на частоте излучения накачки; V_a — ее объем; Q_0, Q_{-1} — добротность микрочастицы на основной и стоксовой частотах (ω_0, ω_{-1}) соответственно; n_a — коэффициент преломления вещества частицы. Фактически данный порог соответствует выполнению условия возникновения положительной обратной связи в частице-резонаторе для стоксовой волны, когда ее суммарные потери на поглощение и радиационный выход через поверхность частицы сравниваются с усилением за счет нелинейного взаимодействия с полем накачки. Видно, что порог ВКР понижается с увеличением комбинационной активности материала резонатора (увеличение коэффициента ВКР-усиления g_R) и повышением фактора Q_0/V_a . Для обеспечения стационарной генерации ВКР с заданным уровнем интенсивности необходимо дополнительно скомпенсировать энергопотери, вызванные истощением накачки.

Атмосферная фемтосекундная оптика

Среди перечня проблем фемтосекундной нелинейной оптики несомненно важной является изучение закономерностей нелинейного распространения фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Распространение мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности через газовую и конденсированную среду происходит в нелинейном режиме, что приводит к существенным изменениям временных, пространственных и спектральных характеристик светового пучка. Большое значение данных исследований связано с целым рядом практических приложений, таких как создание протяженного ионизированного канала в атмосфере, многокомпонентное детектирование загрязняющих веществ, передача световой энергии, генерация в терагерцовом диапазоне электромагнитных импульсов. В основе всех этих приложений лежит физический феномен так называемой филаментации лазерного пучка, сопровождающий распространение мощного лазерного излучения сверхкороткой длительности в среде.

Это явление для фемтосекундных импульсов с начальной пиковой мощностью, превышающей некоторое критическое значение (например, в воздухе у поверхности Земли критическая мощность самофокусировки составляет $\sim 3,2$ ГВт в ближнем ИК-диапазоне длин волн), было обнаружено в начале 90-х гг. XX в. Средний диаметр светового филамента (в ближнем ИК-диапазоне) в атмосферном воздухе равен 100 мкм [10, 19–22], пиковая интен-

сивность $\sim 10^{13} \div 10^{14}$ Вт/см². Средняя протяженность зоны филаментации на горизонтальной атмосферной трассе для излучения тераваттной начальной мощности, как правило, составляет десятки метров. Филаментация фемтосекундного пучка сопровождается генерацией суперконтинуального излучения, захватывающего УФ- и ближнюю ИК-области спектра. Энергия в импульсах варьировалась так, что лазерный пучок мог испытывать либо одиночную, либо множественную филаментацию.

Установлено, что при взаимодействии мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности с аэрозолем из слабопоглощающих микрочастиц реализуется поглощение излучения в веществе частиц до двух порядков величин, превышающее поглощение наносекундного импульса той же энергии и спектрального состава. Аэрозольная среда для фемтосекундного импульса, вследствие гидродинамической инерционности (времена разрушения частиц порядка микросекунд), выступает как линейный ослабитель.

Экспериментами по фокусировке фемтосекундного лазерного импульса в нелинейную воздушную среду [22] установлено значительно большее увеличение угловой расходимости пучка после прохождения им фокуса, чем предсказывают модели керровской нелинейности воздуха. Оказалось, что при острогофокусированной геометрии распространения излучения для получения наилучшего согласия теории и эксперимента необходим специальный подбор соотношения инерционной и мгновенной составляющих керровской нелинейности среды, учета ее насыщения при высокой интенсивности излучения, а также использования реалистичной модели фотоионизации атомов газа, учитывающей многофотонный и туннельный механизмы фотоионизации, что связано с достижением высоких значений интенсивности световой волны ($\sim 10^{14}$ Вт/см²) при совместном действии ее острой начальной фокусировки и керровской нелинейности.

Установлены зависимости исследуемых характеристик лазерного излучения в плоскости приема от его начальной энергетика, которые показывают общую тенденцию к увеличению углового размера и спектральной ширины лазерного пучка при повышении его выходной мощности [23]. Результаты работы не только подтверждают выводы о том, что путем chirпирования ультракороткого лазерного излучения возможна манипуляция пространственным положением области филаментации пучка, но и открывают перспективы управления спектральными характеристиками лазерного излучения, прошедшего длинную атмосферную трассу в режиме самофокусировки.

В теоретическом плане был разработан подход, при котором изучается не эволюция локальных характеристик лазерного излучения, а трансформация его усредненных эффективных параметров [22, 24–26]. Важнейшими из таких параметров являются коэффициент передачи энергии, среднеквадратический радиус пучка R_e , эффективная угловая расходимость θ_e , средняя длительность импульса и ширина его частотного спектра. Это позволяет получить

универсальные соотношения для режимов нестационарного самовоздействия световых импульсов, реализующихся на различных трассах, и обеспечивает прогнозирование таких задач, как распространение фемтосекундных импульсов на дальние, сравнимые с дифракционной длиной пучка дистанции, управление нелинейной фокусировкой пучка и характеристиками суперконтинуального свечения.

Было установлено, что в интегральном плане при филаментации в среде лазерный пучок испытывает самофокусировку [24]. После формирования глобального фокуса, вследствие действия дифракции и нелинейности среды, пучок начинает расходиться. Положение глобального фокуса по трассе и величина угла расходимости светового пучка связаны с начальными характеристиками излучения и эффективной длиной области филаментации. С данной длиной связаны ширина спектра свечения суперконтинуума, формирующегося в результате фазовой самомодуляции, и его спектральная энергия [25].

В рамках данного подхода предложена концепция пространственных зон самовоздействия пучка [21], когда лазерный пучок проходит по дистанции три различные зоны взаимодействия (рис. 4): зона поперечного сжатия пучка к нелинейному фокусу и формирования в его окрестности филамента (I), зона резкого увеличения эффективной площади пучка после нелинейного фокуса (II) и зона линейного распространения прошедшего нелинейному среде излучения (III).

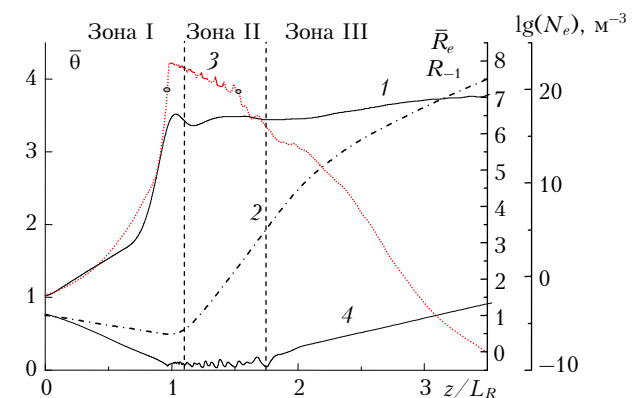


Рис. 4. Эволюция вдоль оптической трассы нормированной глобальной угловой расходимости пучка $\bar{\theta} = \theta(z)/\theta_D$ (1), эффективного радиуса $\bar{R}_e = R_e(z)/R_0$ (2) и радиуса R_{-1} , определенного по уровню e^{-1} от максимума плотности энергии (4), пиковой плотности свободных электронов ρ_e (3) при распространении фемтосекундного импульса с $P_0 = 2P_c$.

Для каждой из этих зон удается получить аналитические соотношения, удовлетворительно аппроксимирующие реальную зависимость эффективного радиуса излучения от пространственной переменной. Это позволило провести интерпретацию лабораторных и натуральных экспериментов по трансформации пространственной энергетической структуры лазерного пучка и его эффективного радиуса при филаментации. Для гауссова светового пучка, распространяющегося в режиме одиночной

филаментации, зависимость данных параметров от относительной мощности излучения P_0/P_c ($P_c = 3,2$ ГВт — мощность самофокусировки ИК-излучения в воздухе) приведена в [26].

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-05-00738-а).

1. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
2. 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.
3. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
5. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
6. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. Лазерный спектроскопический анализ аэрозолей // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 12. С. 2594–2601.
7. Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров: Сб. статей / Под ред. В.Е. Зуева. Томск: ИОА СО АН СССР, 1979. 220 с.
8. Беляев Е.Б., Копытин Ю.Д., Годлевский А.П., Красненко Н.П., Муравский В.П., Шаманова Л.Г. О характере генерации акустического излучения при лазерном пробое газодисперсных сред // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 333–337.
9. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Корольков В.А., Иванов Ю.В. Спектроскопический лидар для анализа элементного состава атмосферного аэрозоля // Ж. прикл. спектроскопии. 1983. Т. 39. Вып. 5. С. 734–740.
10. 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 аэрозолями // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
11. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Кибиткин П.П., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Флуоресценция красителя в жидкокапельной форме при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами // Изв. вузов. Физ. 2005. Т. 48. № 4. С. 15–19.
12. Couairon A., Muzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441. N 2–4. P. 47–189.
13. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Полуэмпирическая модель разрушения частиц водного аэрозоля лазерными импульсами // Оптика атмосфер. 1988. Т. 1. № 3. С. 27–34.
14. Armstrong R.L., Zemlyanov A.A., Geints Yu.E., Kabanov A.M. Investigation of Laser Induced Destruction of Droplets by Acoustic Methods // Appl. Opt. 1996. V. 35. N 30. P. 6062–6068.
15. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А. Об интегральной прозрачности капельных сред для импульсного излучения CO₂-лазера // Оптика атмосфер. Т. 2. № 9. С. 948–953.
16. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Влияние дифракции на ВКР лазерного излучения в средней атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99. № 4. С. 654–664.
17. Biswas A., Latifi H., Armstrong R.L., Pinnick R.G. Double-resonance stimulated Raman scattering from optically levitated glycerol droplets // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 7413–7416.
18. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Генерация вынужденного комбинационного рассеяния света в сферической микрочастице // Оптика атмосфер. и океана. 2002. Т. 15. № 12. С. 1088–1094.
19. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можаяев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
20. Базаев 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 атмосфер. и океана. 2007. Т. 20. № 5. С. 413–419.
21. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Самовоздействие острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме одиночной и множественной филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22. № 2. С. 119–125.
22. Bagaev S.N., Zemlyanov A.A., Geints Yu.E., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Pestryakov E.V., Stepanov S.N., Trunov V.I. Effective parameters of high-power laser femtosecond radiation at self-focusing in gas and aerosol media Self-focusing: Past and Present. Springer-IQEC, 2009. 605 p.
23. Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Захаров Н.С., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н., Холод С.В. Распространение мощного ультракороткого лазерного импульса на горизонтальной атмосферной трассе // Оптика атмосфер. и океана. 2009. (В печати).
24. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. Zonal model of nonstationary self-focusing of femtosecond laser radiation in air: effective beam characteristics evolution // Europ. Phys. J. D. 2007. V. 42. N 1. P. 349–357.
25. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Спектральные, энергетические и угловые характеристики суперконтинуума, формируемого фемтосекундным лазерным излучением в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20. № 1. С. 40–47.
26. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эволюция эффективных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104. № 5. С. 852–864.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, V.A. Pogodaev. Propagation of high power laser radiation in the atmosphere.

Brief review of the priority data series on the problem of nonlinear atmospheric optics, carried out by authors as a result of long-term experimental and theoretical investigations of interaction between high-power laser radiation of different spectral content and pulse durations with gas and aerosol atmospheric components, is presented. The paper includes the results of the study of energy extinction of CO₂ laser microsecond pulses along the near-ground atmospheric paths at different optical meteorologic conditions, laser radiation propagation in the middle atmosphere taking into account spontaneous Raman scattering (SRS), SRS peculiarities in droplets, and interaction between femtosecond laser pulses with gas and aerosol media.