

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 530.182+533.33

Определение элементного состава аэрозоля методом спектроскопии лазерно-индуцированного пробоя фемтосекундными импульсами

П.А. Бабушкин^{1,2}, Г.Г. Матвиенко^{1,2}, В.К. Ошлаков^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 10.08.2021 г.

Для выбора эффективной схемы дистанционного зондирования аэрозольной атмосферы с использованием метода спектроскопии лазерно-индуцированного пробоя фемтосекундными импульсами необходима информация об угловом распределении интенсивности эмиссии из области филаментации.

В настоящей работе представлены результаты серии экспериментов по идентификации примесного вещества методом спектроскопии лазерно-индуцированного пробоя фемтосекундными импульсами. На основе полученных данных сделана оценка углового распределения интенсивности эмиссии примеси из области филаментации фемтосекундного излучения в водном аэрозоле в диапазоне от 0 до 180°. Предложена модель углового распределения излучения с учетом поглощения в плазме в области филаментации. Получена оценка изменения интенсивности линии излучения в зависимости от концентрации примесного вещества в водном аэрозоле. Показано, что эмиссия из области филаментации происходит за счет спонтанного излучения.

Ключевые слова: фемтосекундный, лидар, аэрозоль, плазма, эмиссия, лазерно-индуцированный пробой; femtosecond, lidar, aerosol, plasma, emission, FS-LIBS.

Введение

Изучение элементного состава аэрозольного вещества методами дистанционного зондирования – важная экологическая задача. Определенные перспективы в ее решении открывают методы нелинейной оптики [1].

Спектроскопия лазерно-индуцированного пробоя (известная в зарубежной литературе как Laser-induced Breakdown Spectroscopy – LIBS, или Laser-induced Plasma Spectroscopy – LIPS) – универсальный метод определения элементного состава исследуемой смеси и концентрации ее составляющих. Метод применим к газам, жидкостям, твердым веществам и аэрозолям. Он может использоваться, например, для контроля загрязнения окружающей среды, в индустрии, в биомедицинских исследованиях [2, 3].

Исторически метод LIBS применялся в дистанционном зондировании с использованием импульсов нано- и пикосекундной длительности [4, 5]. В этом случае дальность применения метода ограничивается сотней метров [6, 7]. Ограничения возникают из-за дифракционной расходимости пучка и флуктуаций показателя преломления атмосферы. В послед-

нее время активно развиваются методы с использованием филаментации фемтосекундных импульсов FS-LIBS [7, 8].

При распространении фемтосекундного лазерного излучения гигаваттной мощности в атмосфере нарастанию интенсивности самофокусирующегося пучка препятствует плазма, которая возникает на фронте импульса в результате оптического пробоя. В этом случае учитываются два фактора: превышение мощностью импульса $P_{\text{имп}}$ уровня $P_{\text{кр}} \approx 4 \cdot 10^9$ Вт (условие самофокусировки) [9, 10] и превышение интенсивностью импульса уровня 10^{15} Вт/м² (условие оптического пробоя) [11]. Сформированная на переднем фронте импульса плазма действует на пучок аналогично дефокусирующей линзе. Самофокусировка и дефокусировка продолжают до тех пор, пока выполняется условие $P_{\text{имп}} > P_{\text{кр}}$ [12, 13]. В результате образуется пространственно распределенная область филаментации. При $P_{\text{изл}} < P_{\text{кр}}$ (окончание плазмообразования) излучение распространяется по законам линейной оптики. Визуально область филаментации – протяженная светящаяся нить [14], свечение которой в воздухе вызвано эмиссией первой отрицательной и второй положительной систем азота [7, 15], а также эмиссией нейтральных атомов и их ионов [15].

В экологическом мониторинге с использованием фемтосекундных лидарных систем необходима

* Павел Александрович Бабушкин (bra@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (matvienko@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru).

информация о направленности эмиссионного излучения из области филаментации, в том числе и для выбора эффективной лидарной схемы. В настоящей работе на основе данных эксперимента по идентификации примесного вещества (Na) методом FS-LIBS проведены оценки углового распределения интенсивности эмиссии (далее распределение эмиссии) из области филаментации фемтосекундного излучения в аэрозольной атмосфере и изменения интенсивности линии излучения в зависимости от концентрации примеси.

Схема эксперимента

В лабораторных условиях проведена серия экспериментов с искусственным водным аэрозолем с примесью NaCl. Вместо NaCl может быть взята другая примесь; мы выбрали NaCl из-за его безопасности. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

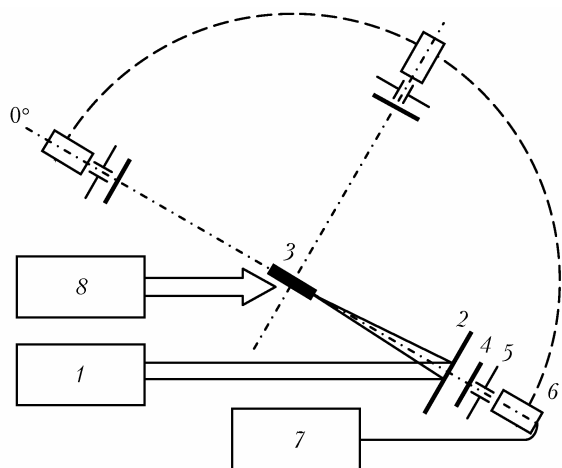


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – фемтосекундная Ti:Sa-лазерная система; 2 – диэлектрическое фокусирующее зеркало, $f = 5$ см; 3 – область пробоя; 4 – плоское диэлектрическое селективирующее зеркало; 5 – щелевая диафрагма; 6 – световод, совмещенный с объективом; 7 – спектрометр: Ocean Optics Maya 2000 Pro или Andor Shamrock 303i; 8 – ультразвуковой генератор аэрозольных частиц

Спектрально-ограниченный импульс длительностью $50 \pm 0,5$ фс на длине волны $\lambda = 800 \pm 0,4$ нм с FWHM $17 \pm 0,4$ нм, частотой следования 10 Гц и энергией в импульсе $16 \pm 0,5$ мДж направлялся с помощью фокусирующего зеркала с фокусным расстоянием $f = 5$ см в область подачи аэрозоля. Зеркало использовано с целью имитации эффекта самофокусировки и сокращения расстояния до области филаментации. В область филаментации подавался поток водного аэрозоля с примесью NaCl, размер капель – 1–1,5 мкм [16]; содержание NaCl в воде – $0,065 \pm 0,005$ г/л.

С помощью световода, совмещенного с объективом 6, который может быть расположен под разными углами по отношению к области филаментации, излучение подавалось на спектрометр 7. Наблюдение велось в диапазоне углов от 0 до 180° относительно

оси пучка, сформированного фокусирующим зеркалом. Спектр излучения записывался в режиме скоростного считывания с экспозицией 1 с. Для каждого направления проведено 100 записей. Для подавления высокоинтенсивного излучения использованы селективирующие зеркала 4 с максимальным коэффициентом отражения $> 99\%$ в районе длины волны излучения лазера ($\lambda = 710\text{--}940$ нм) в диапазоне углов $0\text{--}15^\circ$ и максимальным коэффициентом пропускания $> 99\%$ в остальной части спектра ($\lambda = 200\text{--}710$ и $940\text{--}1100$ нм) в диапазоне углов $0\text{--}15^\circ$.

В качестве записывающего устройства использованы спектрометр Ocean Optics Maya 2000 Pro или Andor Shamrock 303i. Оба спектрометра выполнены по схеме Черни–Тернера. Спектральное разрешение Ocean Optics Maya 2000 Pro составляет ~ 1 нм по полувысоте, но он позволяет одновременно регистрировать полный спектр излучения в диапазоне длин волн 200–1100 нм. Andor Shamrock 303i с камерой iVac 316 обладает большей разрешающей способностью (0,278 нм по полувысоте при использовании дифракционной решетки 600 штр./мм), но одновременно регистрирует спектр в небольшом диапазоне длин волн (~ 150 нм).

Полученные результаты

На рис. 2 (цв. вкладка) представлены результаты взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с аэрозольной атмосферой при проведении эксперимента по схеме, показанной на рис. 1.

В результате фокусировки фемтосекундного лазерного излучения сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 5 см образовывалась область филаментации 1 протяженностью ~ 2 мм в зоне перетяжки излучения, характеризующейся максимальной интенсивностью. При набеге заднего фронта импульса на образованную плазму формируется коническая эмиссия суперконтинуума (СК) 3. Поток аэрозоля (диаметр струи 2 мм) направлялся в область филаментации 1.

На рис. 3 показан эмиссионный спектр из области филаментации в атмосфере с аэрозолем, содержащем раствор NaCl (спектрометр Ocean Optics Maya 2000 Pro). В диапазоне длин волн 350–1100 нм спектр в основном состоит из эмиссии на переходах основных составляющих атмосферы (азота и кислорода) в молекулярном или атомарном состояниях [15, 17–19], которая наблюдается на фоне электронного спектра плазмы. В спектре также присутствуют излучение лазера и часть излучения СК, так как функция пропускания селективирующего зеркала минимальна только в области длины волны лазерного излучения.

В представленных спектрах выделяются три линии. Первая характеризует водород, содержащийся в воде, который по отношению к «фоновому» водороду, содержащемуся в воздухе, можно считать «примесным»; вторая – натрий (примесь); третья – ион атомарного азота. Излучение атомарного

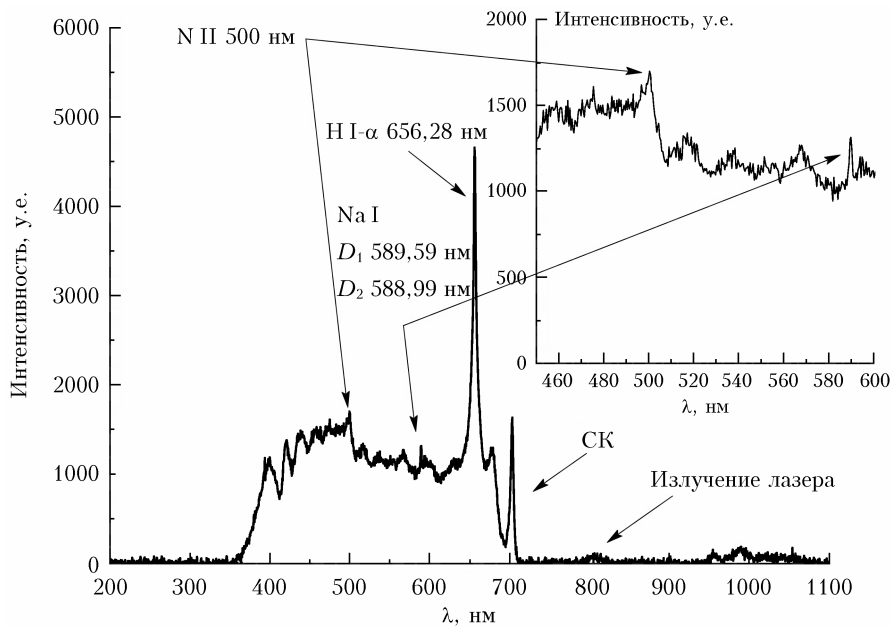


Рис. 3. Эмиссия водного раствора NaCl из области филаментации фемтосекундного излучения в аэрозоле в направлении 90°

водорода на первой сильной линии Бальмера (H I- α) возникает в результате фотодиссоциации молекул воды [20]. Также присутствует излучение на линиях дуплета натрия D_1 и D_2 (Na I). Из-за низкой разрешающей способности спектрометра Ocean Optics Maya 2000 Pro натриевый дуплет виден как одна линия.

На рис. 4 (цв. вкладка) представлено угловое распределение эмиссии, полученное в эксперименте. Значения интенсивности эмиссии усреднены по 100 записям с экспозицией 1 с в каждом из угловых направлений. Для каждого углового направления результаты измерений скорректированы на функцию пропускания селективирующих зеркал. Амплитуда сигнала измеряется от уровня фонового излучения [21]. Отрезки на кривых демонстрируют среднеквадратичные отклонения (СКО). В предположении, что распределение эмиссии симметрично относительно оси области филаментации, данные на рис. 4 отображены в диапазон углов от 180 до 360° для наглядности. Ход кривых, описывающих угловое распределение эмиссии для компонент воздуха (N II и H I- α) и для примеси (Na I), подобен. Значит, одинаковы и физические причины этого излучения, и причины его ослабления. Авторы предполагают, что при отсутствии возбуждающего излучения частицы из возбужденного состояния должны перейти в основное спонтанно [19, 22, 23]. Тогда эмиссия должна наблюдаться во всех направлениях с одинаковой амплитудой, как это показано на рис. 4 черной кривой. Экспериментальное распределение эмиссии ложится на кривую, описывающую спонтанное излучение, но в направлениях 0 и 180° происходит уменьшение интенсивности, которое авторы объясняют поглощением излучения в плазме. Эту особенность можно продемонстрировать с использованием модели углового распределения эмиссии.

Модель углового распределения эмиссии

Пусть в области перетяжки лазерного излучения имеется некоторый ограниченный объем, заполненный плазмой. Полагаем, что плазма однородна и показатель поглощения плазмы изотропен ($\alpha = \text{const}$). Путь L , который проходит излучение в плазме в направлении наблюдателя, разобьем на n малых участков Δl : $n = L/\Delta l$.

Помимо того, что плазма поглощает эмиссионное излучение (на участках Δl), она его же и излучает в процессе рекомбинации. На рис. 5 выносными линиями обозначены пути, которые проходит эмиссионное излучение, испущенное из каждого элементарного объема плазмы.

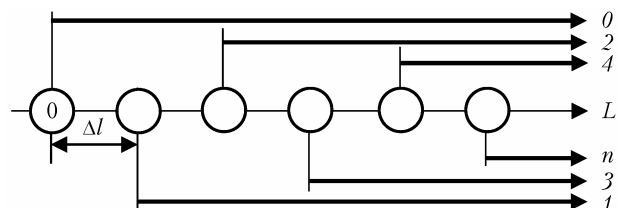


Рис. 5. Схема распространения эмиссионного излучения с учетом поглощения плазмой

Для каждого такого объема запишем интенсивность монохроматического излучения, распространяющегося в направлении наблюдателя, с учетом поглощения в зависимости от того, на какое количество Δl он отстоит от нулевой точки, по закону Бугера–Ламберта–Бэра [24, 25]:

$$0: I = I_0 \exp[-\alpha(L - 0)], \quad (1)$$

$$l: I = I_0 \exp[-\alpha(L - \Delta l)], \quad (2)$$

$$2: I = I_0 \exp[-\alpha(L - 2\Delta l)], \quad (3)$$

$$\dots$$

$$n: I = I_0 \exp[-\alpha(L - n\Delta l)], \quad (4)$$

где I_0 – начальная интенсивность монохроматического излучения, зависящая в данном случае от конкретного излучательного перехода вещества.

Суммарная интенсивность в выбранном направлении будет описываться выражением

$$\sum_{i=0}^n I_i = I_0 \exp(-\alpha L) \sum_{i=0}^n \exp(\alpha i \Delta l). \quad (5)$$

В зависимости от формы объема, которую заполняет плазма, будет меняться распределение эмиссии.

Выберем для наблюдения два пути распространения излучения L_1 и L_2 такие, что $L_2 - L_1 = \Delta l$. Пусть объем, заполненный плазмой, ограничен сферой (рис. 6, а). Соотнося интенсивности в выбранных двух направлениях получим, что вектор интенсивности также описывает сферу (в сечении окружности) вокруг центральной точки наблюдения, так как $L_1 = L_2$.

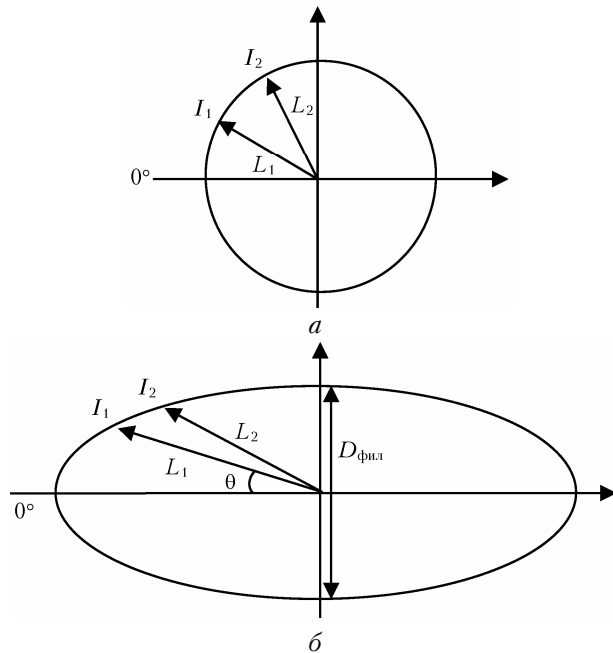


Рис. 6. Модель распределения эмиссии: а – для сферы; б – эллипсоида

В реальных условиях при распространении фемтосекундного лазерного излучения в среде образуется пространственно-распределенная плазма – филамент. Поэтому для описания распределения эмиссии проведем аналогичные рассуждения, но для объема, ограниченного эллипсоидом (рис. 6, б) (с эллипсом в сечении). Протяженность области филаментации многократно превышает ее поперечный размер (см. рис. 2), поэтому длину пути удобно определить через соотношение поперечного сечения области филаментации и синуса угла распространения: $L = D_{\text{фил.}} / 2 \sin(\theta)$. Так как синус углов 0 и 180°

равен 0, то L в этих направлениях ограничим половиной длины области филаментации (1 мм).

Для эллипсоида соотношение интенсивностей после прохождения путей L_1 и L_2 будет определяться как

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_0 \exp(-\alpha L_1) \sum_{i=0}^n \exp(\alpha i \Delta l)}{I_0 \exp(-\alpha L_2) \sum_{i=0}^{n-1} \exp(\alpha i \Delta l)}. \quad (6)$$

Так как участок L_2 на Δl меньше L_1 , то, переходя к частичным суммам S , найдем, что

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\exp(-\alpha L_1) (S_{n-1} + \exp(\alpha n \Delta l))}{\exp(-\alpha L_2) S_{n-1}}. \quad (7)$$

Второй множитель этого выражения стремится к 1, тогда отношение интенсивностей сигналов описывается только отношением экспонент с отличными показателями степени, $\ln(I_1/I_2) = \alpha(L_2 - L_1)$.

Далее, если принимать во внимание, что оптическая толщина $\tau = \alpha L$, то $(L/\Delta l) = (\tau/\Delta \tau) = n$ и при построении модели интенсивность в выбранном направлении будет определяться отношением оптических плотностей $\tau/\Delta \tau$, т.е. $I_0 = I_0 \exp(-n\Delta \tau)$. При этом за $\Delta \tau$ удобно принять оптическую толщину в направлении 90°, так как в этой части сечение области филаментации наименьшее (в воздухе радиус 50–150 мкм [26–28]), следовательно, в этом направлении ожидается наибольшая интенсивность излучения. Тогда с увеличением отношения $(\tau/\Delta \tau)$ интенсивность будет уменьшаться (в направлении 180°), и наоборот, увеличиваться в направлении 90°.

В нашем эксперименте область филаментации формировалась не в режиме самофокусировки, а с помощью фокусирующего зеркала. Поэтому оценен диаметр области филаментации следующим образом [27]:

$$d = \left(\frac{f\lambda}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Представленные на рис. 7 (цв. вкладка) графики описывают угловое распределение интенсивности сигнала единичной амплитуды для различных значений показателя поглощения в плазме, заключенной в эллипсоиде и сфере, также экспериментальное распределение. Модельная кривая построена для радиуса области филаментации ~56,5 мкм, оцененного по формуле (8).

Видно, что для сферы вне зависимости от показателя поглощения и для эллипсоида с $\alpha = 0$ вектор интенсивности описывает окружность.

Так как в эллипсоиде ход кривых одинаков для наблюдаемых компонент (N II, Na I, H I- α) (см. рис. 3), то модельное распределение достаточно построить для одного из них.

На рис. 7 модельная кривая (синяя) аппроксимирует распределение интенсивности эмиссии иона азота N II с показателем самопоглощения

$\alpha = 0,3 \text{ мкм}^{-1}$. Среднеквадратичное отклонение этой модельной кривой от экспериментальных данных составляет $0,03 \text{ мкм}^{-1}$.

Значения показателя поглощения и СКО для N II, Na I, H I- α приведены в таблице.

Значения показателя поглощения, найденные по модели		
Элемент	$\alpha, \text{ мкм}^{-1}$	СКО, мкм^{-1}
N II	0,30	0,03
Na I	0,22	0,04
H I- α	0,26	0,04

Представленные оценки и аппроксимация экспериментальных данных позволяют сделать вывод о том, что ослабление интенсивности эмиссии в направлениях вытянутости области филаментации происходит за счет поглощения в плазме. При этом эмиссия от возбужденных частиц из области филаментации происходит за счет спонтанного излучения. Оба утверждения справедливы для атмосферных газов и примеси.

Зависимость интенсивности эмиссии от концентрации примеси

Предполагая, что в области филаментации частицы из возбужденного состояния переходят в основное за счет спонтанного излучения, запишем интенсивность линии спонтанного излучения [19]:

$$I_{em} = A_{ji} h \nu_{ji} N \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E}{KT}\right), \quad (9)$$

где A_{ji} – коэффициент Эйнштейна; h – постоянная Планка; ν_{ji} – частота излучения для данного перехода; N – число частиц в основном состоянии; g_j и g_i – статистические веса энергетических уровней; ΔE – разность энергий между возбужденным и основным энергетическими уровнями; K – постоянная Больцмана; T – температура.

Полагая, что в растворе меняется только число частиц, отношение интенсивностей для двух различных концентраций можно записать в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (10)$$

Тогда в выбранном направлении интенсивности эмиссионного излучения при различных концентрациях будут различаться во столько раз, во сколько различаются концентрации.

Для оценки изменения интенсивности линии излучения при изменениях концентрации примеси проведены измерения для угла 180° , что предусматривается при проведении лидарных исследований. Во время эксперимента концентрация NaCl в воде менялась от $1 \pm 0,025$ до $0,5 \pm 0,025$ г/л. Регистрация излучения на длинах волн D_1 и D_2 проводилась с экспозицией 1 с для каждого из 100 измере-

ний. Спектр записывался на спектрограф Andor Shamrock 303i. Результаты показаны на рис. 8.

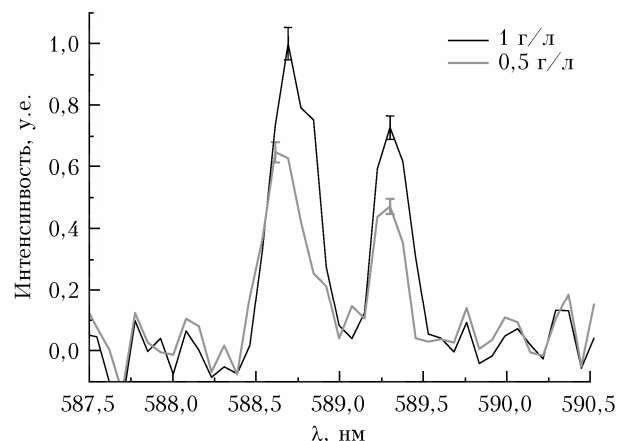


Рис. 8. Зависимость интенсивности линий натриевого дуплета от концентрации NaCl

Видно, что средняя интенсивность линий D_1 и D_2 для концентрации 1 г/л в 1,6 раза больше (вместо ожидаемых 2), чем для концентрации 0,5 г/л. Такое отклонение наблюдаемого отношения интенсивностей от ожидаемого связано с погрешностью при взвешивании NaCl и точностью приготовлением раствора. Поэтому можно утверждать, что отношение (10) справедливо с точностью до погрешностей эксперимента и для других угловых направлений.

Заключение

В лабораторных условиях проведена серия экспериментов с искусственным водным аэрозолем с примесью NaCl методом FS-LIBS по лидарной схеме.

Получено угловое распределение эмиссии из области филаментации фемтосекундного излучения в водном аэрозоле в диапазоне от 0 до 180° . На основе полученных данных предложена модель углового распределения эмиссии и сделан вывод о характере излучения.

Показано, что эмиссия из области филаментации происходит за счет спонтанного излучения. Ослабление интенсивности эмиссии в направлениях вытянутости области филаментации вызвано поглощением в плазме.

Оценена зависимость изменения интенсивности линии излучения от концентрации примесного вещества в водном аэрозоле.

Представленные в работе результаты показывают возможность дистанционной идентификации и определения концентрации примесного вещества методом FS-LIBS по лидарной схеме. Линии излучения на переходах атомов, молекул азота и кислорода и их ионов из области пробоя могут быть использованы для оценки концентрации искомого вещества в атмосфере по соотношению интенсивности линии примеси и интенсивности линии одной из постоянных газовых компонент (азот, кислород) атмосферы с известным содержанием.

В дальнейшем авторы планируют провести серию экспериментов с целью определения применимости метода FS-LIBS на реальной атмосферной трассе.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИОА СО РАН, НИ ТГУ и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-90188).

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
2. Chin S.L., Xu H.L., Luo Q., Théberge F., Liu W., Daigle J.F., Dubois J. Filamentation "remote" sensing of chemical and biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source // Appl. Phys. B. 2009. V. 95, N 1. P. 1–12.
3. Rohwetter P., Yu J., Mejean G., Stelmaszczyk K., Salmon E., Kasparian J., Wöste L. Remote LIBS with ultrashort pulses: Characteristics in picosecond and femtosecond regimes // J. Anal. At. Spectrom. 2004. V. 19, N 4. P. 437–444.
4. Землянов А.А., Кабанов А.М. Энергетические пороги и временные характеристики взрывного вскипания и разрушения аэрозольных частиц в поле излучения CO₂-лазера // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8, № 8. С. 1165–1169.
5. Землянов А.А., Мальцева Г.А., Погодаев В.А. Прозрачность оптического канала во влажных атмосферных дымках в условиях оптического пробоя // Оптика атмосф. и океана. 1989. Т. 2, № 6. С. 609–614.
6. Спектрохимический лидар: Пат. 864966. СССР. G 01 N 21/00. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Носов В.В., Жуков А.Ф. Госпатент СССР. ун-т. № 2921579/25; Заявл. 30.04.80. Бюл. № 5.
7. Labutin T.A., Lednev V.N., Puyin A.A., Popov A.M. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy // J. Anal. At. Spectrom. 2016. V. 31, N 1. P. 90–118.
8. Gurevich E.L., Hergenroder R. Femtosecond laser – induced breakdown spectroscopy: Physics, applications, and perspectives // Appl. Spectrosc. 2007. V. 61, N 10. P. 233A–242A.
9. Аскарьян Г.А. Эффект самофокусировки // Успехи физ. наук. 1973. Т. 111, № 10. С. 249–260.
10. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
11. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
12. Teramobile [Electronic resource]. URL: <http://www.teramobile.org> (last access: 01.07.2021).
13. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
14. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2, № 2. С. 88–90.
15. Talebpour A., Abdel-Fattah M., Bandrauk A.D., Chin S.L. Spectroscopy of the gases interacting with intense femtosecond laser pulses // Laser Phys. 2001. V. 11, N 1. P. 68–76.
16. Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Степанов А.Н., Сулханов А.Я. Моделирование переноса излучения методом Монте-Карло и решение обратной задачи на основе генетического алгоритма по результатам эксперимента зондирования аэрозолей на коротких трассах с использованием фемтосекундного лазерного источника // Квант. электрон. 2015. Т. 45, № 2. С. 145–152.
17. Lofthus A., Krupenie P.H. The spectrum of molecular nitrogen // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1977. V. 6, N 1. P. 113–307.
18. Krupenie P.H. The spectrum of molecular oxygen // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1972. V. 1, N 2. P. 423–534.
19. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (last access: 1.07.2021).
20. Кривоносенко А.В., Кривоносенко Д.А., Прокопьев В.Е. Излучательные характеристики импульсного разряда по струе воды в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 268–272.
21. Шмидт В. Оптическая спектроскопия для химиков и биологов. М.: Техносфера, 2007. 368 с.
22. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
23. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дике) // Успехи физ. наук. 1980. Т. 131, № 8. С. 653–694.
24. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 926 с.
25. Бугер П. Оптический трактат о градации света. М.: Изд-во АН СССР, 1950. 478 с.
26. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
27. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21, N 1. P. 62–64.
28. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22, N 5. P. 304–306.
29. Зельмо О. Принципы лазеров. СПб.: Лань, 2008. 720 с.

P.A. Babushkin, G.G. Matvienko, V.K. Oshlakov. Determination of the elemental composition of aerosol by femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy.

Information about an angular distribution of emission from the filamentation region is required to select an effective scheme for remote sensing of the aerosol atmosphere by femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy.

We present the results of a series of experiments on identification of an impurity with the use of femtosecond LIBS. The angular distribution of the emission from the femtosecond radiation filamentation region in the atmosphere for an impurity in water aerosol is estimated in the range from 0 to 180° based on the experimental data. A model of the angular distribution of the emission is suggested, where absorption in the filament plasma is taken into account. The variation in the intensity of the emission line with the impurity concentration is analyzed. It is shown that emission from the filamentation region occurs due to spontaneous emission.

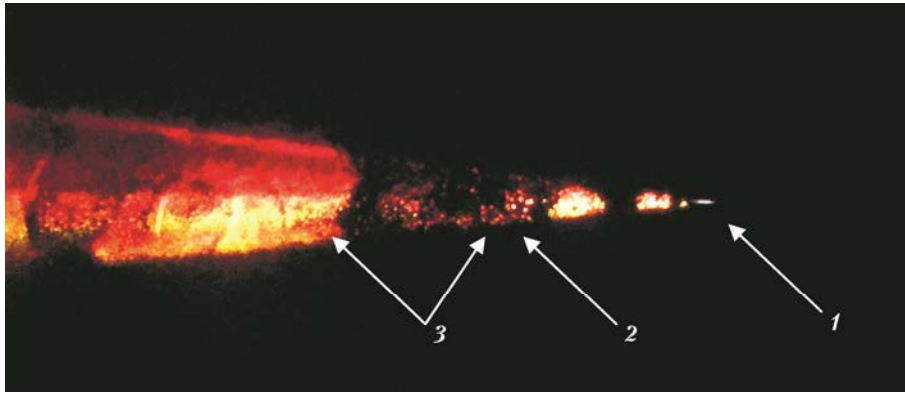


Рис. 2. Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с аэрозольной атмосферой: 1 – область филаментации; 2 – аэрозоль водного раствора NaCl; 3 – коническая эмиссия суперконтинуума

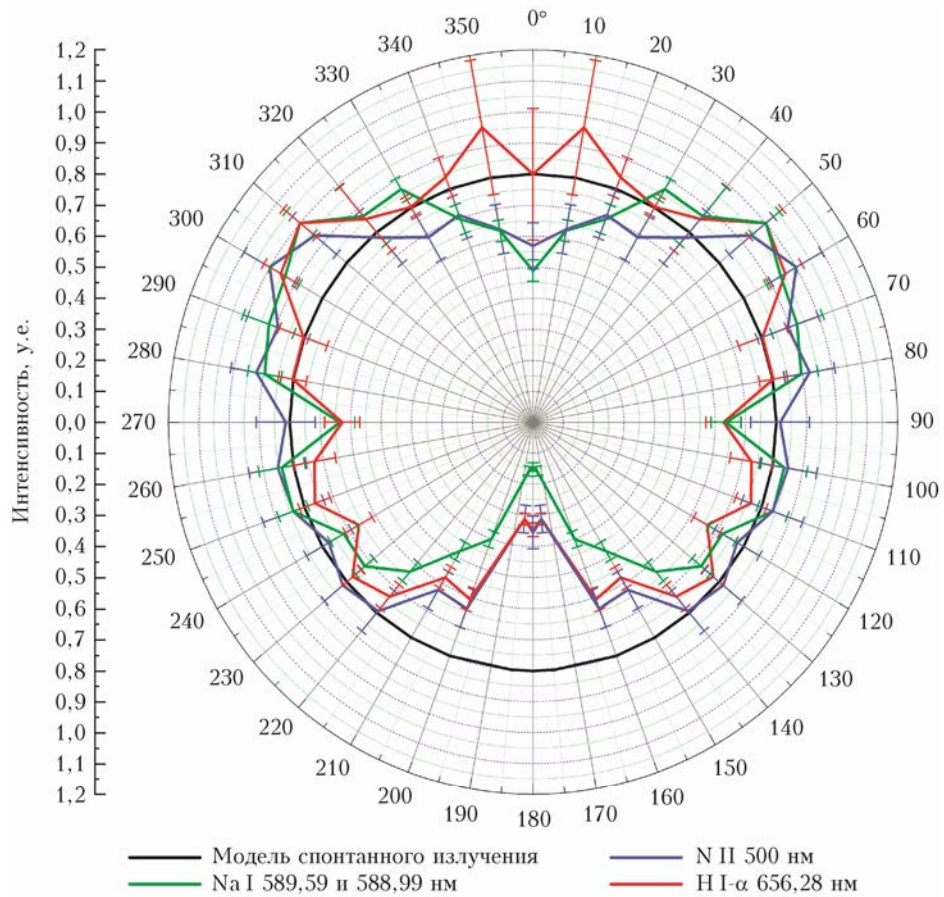


Рис. 4. Угловая зависимость интенсивности эмиссии с примесью NaCl из области филаментации фемтосекундного излучения в аэрозоле

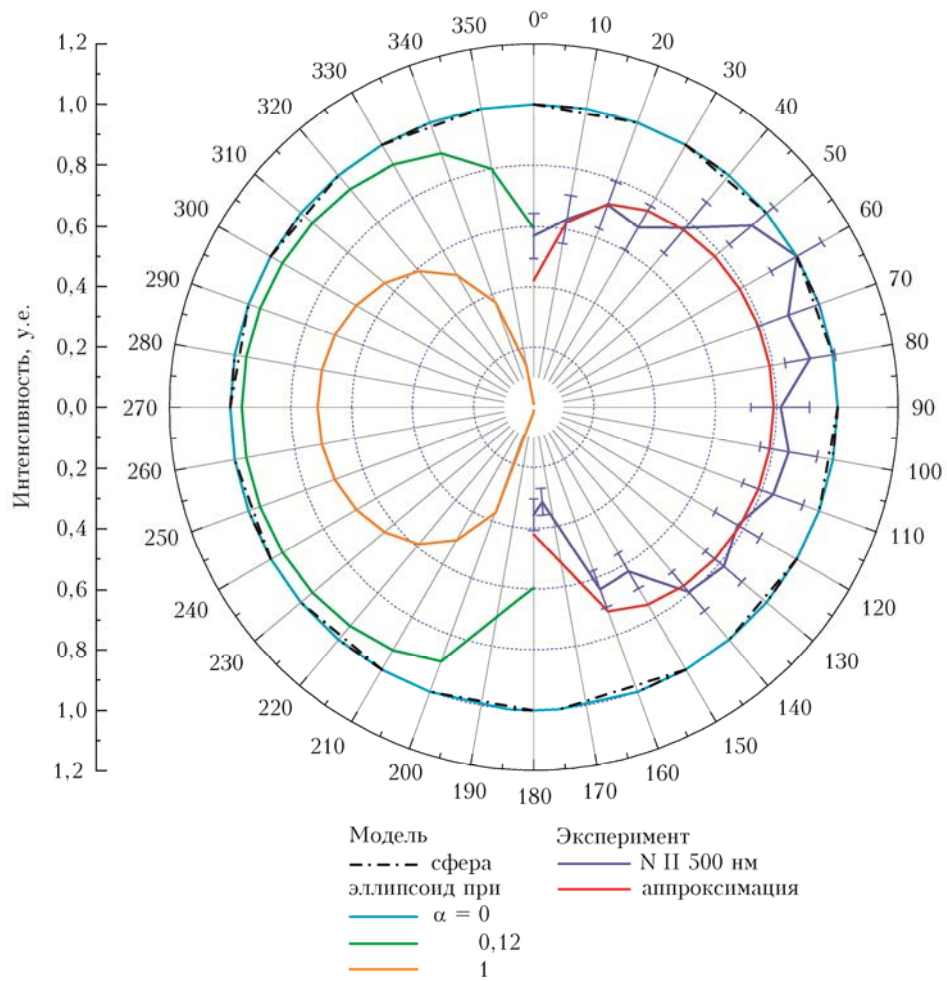


Рис. 7. Сравнение моделей и экспериментальных данных