

УДК 621.373.8; 535.2

М.В. АНДРЕЕВ¹, С.М. БОБРОВНИКОВ², Е.В. ГОРЛОВ², В.И. ЖАРКОВ²,
В.Ф. ЛОСЕВ^{1,3}, Ю.Н. ПАНЧЕНКО¹, А.В. ПУЧИКИН¹

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЛИДАРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ЛФ/ЛИФ*

Представлены результаты исследований по разработке лазерных источников в УФ- и ИК-диапазонах спектра для лидарных систем, работающих на основе метода лазерной фрагментации с последующей индуцированной флуоресценцией (ЛФ/ЛИФ). Показано, что ЛФ/ЛИФ является эффективным методом для дистанционного обнаружения в атмосфере примесей вредных и опасных веществ, включающих в свой состав оксиды азота. Изучено формирование зондирующего качественного УФ-излучения в эксимерных лазерах и его транспортировка по атмосферной трассе. Выявлены причины, приводящие к формированию шумового рассеяния, возникающего в атмосфере, которое ограничивает чувствительность применяемого метода.

Ключевые слова: лидар, лазерная фрагментация, лазерная индуцированная флуоресценция, KrF-лазер, лазерное излучение, рассеянное излучение, монохроматор.

Введение

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по повышению эффективности обнаружения в атмосфере вредных и опасных веществ, включающих в свой состав радикалы NO₂ и NO. Наиболее перспективными для практического применения являются дистанционные оптические методы, которые используют различные физические эффекты: поглощение, комбинационное рассеяние, флуоресценцию, ионизацию и др. [1, 2]. Среди предлагаемых способов, с нашей точки зрения, наиболее эффективным является метод лазерной фотодиссоциации сложной молекулы (ЛФ) с последующей индуцированной флуоресценцией NO-фрагментов (ЛИФ), (ЛФ/ЛИФ), который изучался в работах [3–6]. В качестве зондирующего пучка использовалось узкополосное УФ-излучение с длинами волн 226, 236.2 и 247.8 нм, соответствующих линиям перехода A-X(0–0, 1, 2) NO-молекулы.

В связи с этим, к разработке лазерных источников, генерирующих излучение с требуемыми параметрами на длинах волн, соответствующих переходам NO, существует большой интерес. Использование твердотельных лазеров на основе кристаллов Nd:YAG и Ti:Sa с последующим преобразованием частоты и применением параметрических преобразователей не позволяет достичь высоких энергий в импульсе либо требует существенного увеличения весогабаритных размеров установки [7].

Одним из возможных решений по формированию излучения с длиной волны 247.8 нм, соответствующей переходу A-X(0–2), является использование KrF-лазера, край контура усиления которого захватывает данную спектральную область [8, 9]. Следует отметить, что при оптической накачке NO*-молекулы на втором колебательном уровне увеличивается селективность исследуемого метода за счет исключения флуоресценции фоновых молекул NO [5]. Кроме того, использование дополнительного ИК-излучения для нагрева загрязненной поверхности позволяет повысить концентрацию паров исследуемого вещества в атмосфере, а следовательно, и увеличить чувствительность данного метода [10].

В данной работе приводятся результаты исследований по разработке и созданию высокоэффективных лидарных систем на основе метода ЛФ/ЛИФ, а также лазерных источников на основе электроразрядного KrF-лазера, короткоимпульсного ТЕА CO₂-лазера и нецепного химического HF-лазера, генерирующих качественное излучение с длинами волн 247.8 нм, 10.6 и ~ 3 мкм соответственно.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 17-19-01229).

Экспериментальная установка и методики измерений

Исследования проводились на двух лидарных системах на основе метода ЛФ/ЛИФ, одна из которых была оптимизирована для поиска паров опасных веществ в атмосфере [11], а другая – по обнаружению следов высокоэнергетических материалов на различных поверхностях [12, 13], при длине трассы 10 и 5 м. Фотографии внешнего вида лидаров представлены на рис. 1. В качестве зондирующего излучения в обоих случаях применялось узкополосное излучение (2 пм) с длиной волны 247.8 нм. Данное излучение формировалось в электроразрядных KrF-лазерах, в первом случае использовалась лазерная система, а во втором – одномодульный лазер. В ряде экспериментов рассматривалась возможность повышения концентрации паров опасных веществ в атмосфере, за счет подогрева загрязненной поверхности короткоимпульсным излучением ТЕА CO₂- или HF-лазера [14, 15]. Параметры излучения, используемых в экспериментах лазеров, представлены в таблице.

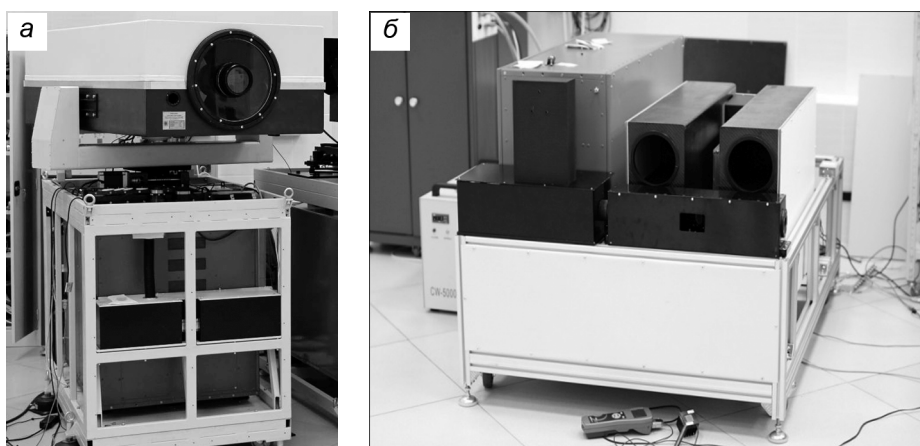


Рис. 1. Внешний вид лидаров по методу ЛФ/ЛИФ: *а* – для регистрации паров ОБ в атмосфере; *б* – для регистрации следов ОБ на поверхности

Параметры лазерных излучателей

Параметр	KrF	ТЕА CO ₂	HF
Длина волны излучения, нм	247.86	10600	3000
Диапазон перестройки, нм	247.6–249.5	Нет селекц.	Нет селекц.
Максимальная энергия в импульсе, мДж	200	400	900
Ширина линии излучения, пм	2	Полная	Полная
Частота повторения импульсов, Гц	1–100	1–50	1–50
Длительность импульса излучения, нс	20	30	70
Расходимость пучка, мрад	0.1	2.5	1
Размер пучка на выходе лазера, мм	18×9	15×10	12.5×6

Измерение временной формы лазерного пучка проводилось фотодиодом ФЭК 22СПУ с помощью осциллографа TDS-3032. Энергия излучения регистрировалась калориметром Gentec-E. Регистрация спектрального состава лазерного излучения осуществлялась спектрографом HR-4000 (Ocean Optics Inc.), определителем длины волны WS6 776, монохроматором Shamrock с ФЭУ (Hamamatsu) или камерой iStar. Ширина спектра излучения определялась с помощью воздушного эталона Фабри – Перо ИТ28-30 с базой 7 мм. Расходимость излучения измерялась с помощью длиннофокусной линзы, в фокусе которой устанавливались калиброванные диафрагмы. Спектр рассеянного излучения измерялся на разработанном оригинальном тройном или двойном монохроматоре.

Экспериментальные результаты

Проведенные ранее авторами эксперименты показали высокую эффективность метода ЛФ/ЛИФ [11–13]. С целью повышения порога чувствительности данного метода были проведены исследования по снижению шумовой компоненты, присутствующей в отраженном сигнале. Изу-

чались способы подавления линии несмещенного рассеяния в монохроматоре, шумового излучения, возникающего при взаимодействии пучка накачки с атмосферой и рассеяния светового потока, вышедшего из эксимерной газоразрядной плазмы.

Концепция разрабатываемого приемо-передатчика в основном определялась диапазоном длин волн и характером решаемой спектроскопической задачи, так как слабая флуоресценция NO-фрагментов в атмосфере наблюдается одновременно с более интенсивным релеевским и Ми-рассеянием.

Для оценки необходимого уровня подавления сигнала несмещенного рассеяния рассмотрим отношение величин плотностей энергетической яркости флуоресценции (J_F) и рассеяния (J_R) на длине волны возбуждающего излучения λ_0 (~ 247.8 нм). Используемая лидарная схема предполагала регистрацию рассеянного излучения назад.

Запишем выражение для плотности энергетической яркости флуоресценции NO-фрагментов:

$$J_F = \frac{N^* h \nu_f}{4\pi\tau_R},$$

где N^* – концентрация возбужденных лазерным излучением NO-фрагментов, которые могут флуоресцировать; h – постоянная Планка; ν_f – частота излучения флуоресценции (на $\lambda \sim 236$ нм); τ_R – радиационное время жизни возбужденных фрагментов NO (~ 206 нс).

Плотность энергетической яркости релеевского рассеяния можно записать как

$$J_s = I_0 \beta_\pi,$$

где I_0 – поверхностная плотность потока излучения; β_π – объемный коэффициент рассеяния назад, определяемый суммой вкладов от газовой фазы атмосферы и от содержащихся в ней частиц, т.е.

$$\beta_\pi = \beta_g + \beta_p,$$

где индексом g обозначен коэффициент рассеяния на газах, а индексом p – на частицах.

Коэффициент обратного рассеяния для газовых компонентов β_g можно оценить из соотношения [16]

$$\beta_g = 1.39 \cdot \left(\frac{\lambda_0(\text{мкм})}{0.55} \right)^{4.09} \cdot 10^{-3} = 0.036 \text{ км}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \quad \text{при } \lambda_0 = 248 \text{ нм}.$$

В случае наличия аэрозольного рассеяния и при наиболее часто встречающихся метеорологических условиях (при видимости в приземном слое ~ 10 км) коэффициенты аэрозольного ослабления и молекулярного рассеяния в УФ-диапазоне имеют один и тот же порядок величины.

Следовательно, при наличии в атмосфере концентрации паров опасных веществ (ОВ) ~ 1 ppt уровень сигнала несмещенного рассеяния на 10 порядков будет превышать сигнал флуоресценции. Таким образом, с учетом фактора пространственного усреднения и требований критерия обнаружения, необходимый уровень подавления помехи несмещенного рассеяния должен быть ~ 12 – 13 порядков по величине.

Для учета влияния спонтанного комбинационного рассеяния (СКР), возникающего на компонентах атмосферы (N_2 , O_2), рассмотрим соотношение плотностей энергетической яркости СКР к энергетической яркости флуоресценции. Выражение для плотности энергетической яркости антистоксова комбинационного рассеяния можно записать, как

$$J_{RS} = I_0 \beta_\pi^{RS},$$

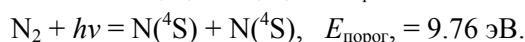
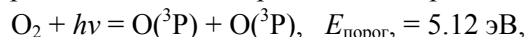
где β_π^{RS} – объемный коэффициент СКР назад.

Расчеты показывают, что при концентрации ОВ ~ 1 ppt антистоксова СКР на азоте и кислороде на два-три порядка величины превышает сигнал флуоресценции. Соотношение $J_{RS}^{O_2}/J_F \approx 1$ при концентрации паров ОВ ~ 5 ppb. Таким образом, при недостаточной дисперсии и низком разрешении спектрального прибора лидара сигналы от O_2 и N_2 могут существенно ограничить чувствительность метода, так как при возбуждении излучением с длиной волны 247.86 нм антистоксовы компоненты СКР азота и кислорода (соответственно 234.33 и 238.65 нм) лежат в непосредственной близости от регистрируемой полосы флуоресценции 236 нм.

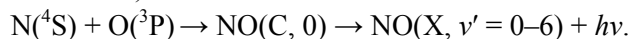
Дополнительным источником спектрального шума являлось релеевское рассеяние, вызываемое спонтанным излучением, формирующимся в газоразрядной плазме лазера. Основной вклад в

шумовую компоненту зондирующего излучения для спектрального диапазона 210–240 нм вносила флуоресценция с оптических переходов $D_{1/2} \rightarrow X_{1/2}$ (220 нм), $D_{1/2} \rightarrow A_{1/2}$ (238 нм) и $B_{1/2} \rightarrow X_{1/2}$ (с верхних колебательных уровней ≤ 240 нм) возбужденной молекулы KrF^* . Отношение сигнал/шум в выходном лазерном пучке составлял $I_0(\lambda_0)/I_n(\lambda_n) \sim 10^5\text{--}10^7$. В этом случае, как и в предыдущем, необходимо было предусмотреть наличие в монохроматоре необходимой дисперсии, позволяющей устранить данный источник шума, а также наличие дихроичных зеркал в передающей оптической системе.

Следующим фактором, ограничивающим чувствительность метода, являются многофотонные процессы в атмосфере, имеющие место для $\lambda_0 = 247.8$ нм ($E \approx 5$ эВ), при превышении интенсивности зондирующего пучка 10^8 Вт/см². При поглощении двух и более квантов излучения происходит фотодиссоциация молекулярного азота и кислорода на атомарные составляющие:



Последующая рекомбинация возбужденных атомов N^* и O^* может приводить к образованию электронно-возбужденных молекул NO^* , N_2^* и O_2^* , при релаксации которых наблюдается излучение на длинах волн (226 и 236 нм):



В ходе эксперимента было показано, что при распространении зондирующего пучка (247.8 нм) по трассе в атмосфере регистрируется спектральный шум в полосах 226 и 236 нм. При этом амплитуда данного сигнала квадратично зависит от интенсивности зондирующего излучения (рис. 2).

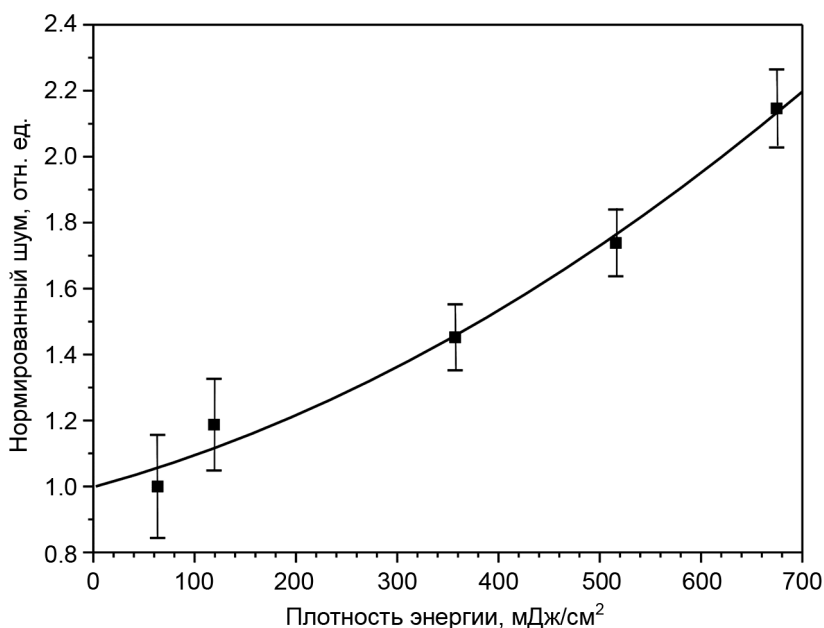


Рис. 2. Зависимость шума, регистрируемого в полосах 226 и 236 нм при распространении зондирующего излучения в чистой атмосфере, от интенсивности излучения

Проведенный анализ показал, что при работе с излучением в спектральном диапазоне 226–248 нм целесообразно использовать зеркальную оптику в приемной системе и линзовый коллиматор в передающей части. В качестве приемной оптической системы применялся светосильный телескоп, собранный по схеме Максудова, имеющий подвижный контротражатель для оперативной фокусировки системы на заданную дальность. Объектив состоял из менискового линзового компенсатора и первичного зеркала. Все поверхности были сферические. Одновременно мениск играл роль защитного стекла, улучшающего эксплуатационные характеристики телескопа.

В разрабатываемом монохроматоре была использована тройная оптическая зеркально-призменная схема, представленная на рис. 3. В предварительных экспериментах было показано, что данная схема является наиболее эффективной по пропусканию и уровню подавления несмещенного рассеяния среди исследуемых оптических схем: линзово-призменная, линзово-решеточная, зер-

кально-призменная. В предложенной схеме использовались сферические зеркала M1–M5, имеющие фокусное расстояние $F = 400$ мм, и M6 с $F = 160$ мм при относительных отверстиях 1:6.5 и блоки сдвоенных призм из кварцевого стекла марки ОЧ.

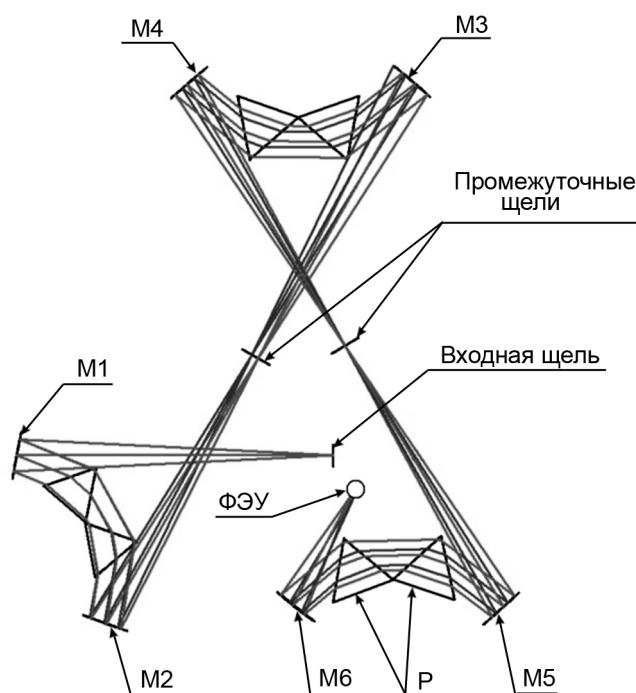


Рис. 3. Оптическая схема тройного монохроматора для лидаров

Первые промежуточные щели устанавливались таким образом, чтобы пропустить без потерь полосы флуоресценции и заблокировать линию несмещенного рассеяния. Излучение полос флуоресценции проходило во второй монохроматор, а излучение несмещенного рассеяния оставалось в первом. Однако часть излучения, рассеянная на призме и линзах первого монохроматора, проникала во второй монохроматор и смешивалась с полезным сигналом. Для того чтобы отделить данный фон от полезного сигнала, использовался второй монохроматор. Первый и второй монохроматоры были объединены в двойной монохроматор по схеме с вычитанием дисперсии. Такая схема позволила отделить фон от сигнала при любой конфигурации промежуточных щелей, а также обеспечила более эффективную работу третьего монохроматора. После второй монохроматизации с вычитанием дисперсии фон оставался во втором монохроматоре, а сигнал полос флуоресценции за счет эффекта вычитания дисперсии образовывал изображение входной щели. Схема разделения фона и сигнала в третьем монохроматоре была абсолютно идентична схеме разделения в первом монохроматоре. Если принять уровень рассеянного фона в призматическом монохроматоре 10^{-6} , то тройная монохроматизация теоретически может обеспечить уровень подавления линии несмещенного рассеяния 10^{-18} . При этом пропускание тройного монохроматора, при наличии просветляющих антиотражающих покрытий, может достигать 85–90 %. В нашем случае уровень подавления линии несмещенного рассеяния достигал 10^{-12} , при пропускании сигнала 70 % обратная линейная дисперсия монохроматора составила 0.6 нм/мм.

Заключение

Проведенные исследования показали высокую эффективность работы лидаров на основе ЛФ/ЛИФ для дистанционного обнаружения в атмосфере примесей вредных и опасных веществ, включающих в свой состав оксиды азота. Продемонстрирована возможность использования разработанных газоразрядных лазеров в УФ- и ИК-диапазонах спектра для лидарных систем. Выявлены причины, приводящие к формированию шумового рассеяния, возникающего при транспортировке зондирующего излучения в атмосфере, которое может приводить к снижению чувствительности применяемого метода. Разработан оригинальный монохроматор с уровнем подавления линии несмещенного рассеяния 10^{-12} и обратной линейной дисперсией 0.6 нм/мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Skvortsov L.A. and Maksimov E. M. // Quantum Electron. – 2010. – V. 40. – No. 7. – P. 565–578.
2. Moore D.S. // Rev. Sci. Instrum. – 2004. – V. 75. – No. 8. – P. 2499–2511.
3. Wu D., Singh J.P., Yueh F.Y., and Monts D.L. // Appl. Opt. – 1996. – V. 35. – P. 3998–4003.
4. Wen B. and Eilers H. // Appl. Phys. B. – 2012. – V. 106. – P. 473–482.
5. Arusi-Parpar T., Dov Heflinger D., and Lavi R. // Appl. Opt. – 2001. – V. 40. – P. 6677–6681.
6. Schulz C., Sick V., Heinze J., and Stricker W. // Appl. Opt. – 1997. – V. 36. – P. 3227–3232.
7. Kimmelma O., Tittonen I., and Buchter S.C. // J. Eur. Opt. Soc. – 2008. – V. 3. – P. 08008.
8. Grunefeld G., Schluter H., Andresen P., and Rothe E.W. // Appl. Phys. – 1996. – V. B62. – P. 241–247.
9. Panchenko Yu.N., Dudarev V.V., Konovalov I. N., et al. // Proc. SPIE. – 2011. – V. 7994. – P. 799403 (1–6).
10. Arusi-Parpar T., Fastig S., Shapira J., et al. // Proc. SPIE. – 2010. – V. 7684. – P. 76840L (1–7).
11. Бобровников С.М., Ворожцов А.Б., Горлов Е.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 9. – С. 14–21.
12. Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I., et al. // Proc. SPIE. – 2014. – V. 9292. – P. 92922G (1–4).
13. Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I., and Panchenko Yu.N. // Proc. SPIE. – 2015. – V. 9680. – P. 96803J (1–4).
14. Панченко Ю.Н., Лосев В.Ф., Пучикин А.В., Jun Y. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 11. – С. 33–36.
15. Puchikin A.V., Andreev M.V., Losev V.F., and Panchenko Yu.N. // Proc. SPIE. – 2017. – V. 10254. – P. 102540M (1–5).
16. Хинкли Э.Д. Лазерный контроль атмосферы. – М.: Мир, 1979. – 416 с.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 29.06.17.

² Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

Андреев Михаил Владимирович, инженер, e-mail: andreevmv_86@mail.ru;

Бобровников Сергей Михайлович, д.ф.-м.н., зав. ЦЛЗА, доцент, e-mail: bsm@iao.ru;

Горлов Евгений Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр., доцент, e-mail: gorlov_e@mail.com;

Жарков Виктор Иванович, к.ф.-м.н., науч. сотр., e-mail: zharkov@iao.ru;

Лосев Валерий Федотович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru;

Панченко Юрий Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., e-mail: ypanchenko@sibmail.com;

Пучикин Алексей Владимирович, ведущ. инженер, e-mail: apuchikin@mail.ru.