

Точность лидарных измерений концентрации молекул гидрофторида в атмосферном пограничном слое

В. Е. Привалов¹, В. Г. Шеманин²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия. e-mail: vaevpriv@yandex.ru

²Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, Новороссийск, Россия, e-mail: vshemanin@mail.ru

Освещены проблемы загрязнения атмосферы молекулами гидрофторида. Рассмотрено использование лидара комбинационного рассеяния света для дистанционного измерения концентрации молекул различных загрязнителей на уровне десятков и сотен единиц предельно-допустимой концентрации. Оценена погрешность измерений концентрации порядка 10^{14} см⁻³ и более молекул гидрофторида в режиме синхронного счёта фотонов лидаром комбинационного рассеяния света в атмосферном пограничном слое высотой до 1,5 км. Представлены результаты численного решения лидарного уравнения для комбинационного рассеяния света молекулами гидрофторида: возможная измеренная концентрация молекул гидрофторида составляет около $1,5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ с относительной погрешностью измерения менее 25 % на длине волны 405 нм при высоте зондирования не более 500 м.

Ключевые слова: лидар комбинационного рассеяния света, концентрации молекул, гидрофторид, режим синхронного счёта фотонов, атмосферный пограничный слой.

Введение. Загрязнение атмосферного воздуха молекулами гидрофторида HF представляет большую проблему в связи с его высокой токсичностью и низким уровнем предельно допустимых концентраций (ПДК): 0,02 мг/м³ согласно гигиеническим нормативам ГН 2.1.6.3492-17 (с изменениями на 31 мая 2018 г.) «Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе городских и сельских поселений» или порядка $1,5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ [1, 2]. Разработка новых дистанционных методов измерения искомой концентрации молекул HF в атмосферном пограничном слое на базе лидара комбинационного рассеяния света требует оценки точности решения такой измерительной задачи.

Согласно теоретическому анализу методов лазерного зондирования молекул углеводородов в атмосфере установлено, что лидар комбинационного рассеяния света можно использовать для дистанционного измерения концентрации молекул на уровне десятков и сотен единиц ПДК. Авторами настоящей статьи предложено лидарное уравнение для комбинационного рассеяния света газовыми молекулами в атмосфере в направлении назад с учётом конечной ширины линии генерации лазера. Учёт конечной ширины линии генерации реального лазера, полос комбинационного рассеяния света и аппаратной функции лидара позволяет уточнить решение такого лидарного уравнения [3], особенно для случая малых концентраций исследуемых молекул.

Цель настоящей работы – оценить погрешность измерений лидаром комбинационного рассеяния света концентрации порядка единиц ПДК молекул гидрофторида в атмосферном

пограничном слое высотой до 1,5 км в режиме синхронного счёта фотонов, а также выбрать оптимальные параметры лидарного уравнения такого лидара.

Лидар комбинационного рассеяния света. Оптическая схема (рис. 1) лидара комбинационного рассеяния света построена на основе схем, приведённых в работах [1–3]. В качестве зондирующего излучения используется излучение второй гармоники YAG-Nd-лазера с накачкой полупроводниковым лазером с длиной волны 532 нм и полупроводниковых лазеров с длинами волн 405 и 650 нм с длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 10 мкДж при частоте $f < 1$ МГц следования лазерных импульсов [2]. Излучение лазера 8 направлялось вдоль оси приёмного телескопа. Излучение комбинационного рассеяния молекулами гидрофторида в атмосферном пограничном слое в направлении назад собиралось приёмным телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 400 мм и фокусировалось линзовым объективом 2 в волоконный ввод 3 микроспектрометра 9 типа FSD-8 (НВЦО ИОФ РАН, Россия), работающего на линии с персональным компьютером 10. Часть лазерного излучения направлялась стеклянной пластиной 5 через интерференционный светофильтр 6 на фотодиод 7. Напряжение U_0 фотодиода записывалось платой сбора данных компьютера для контроля энергии лазерного импульса и формирования начала отсчёта времени измерения.

Лидарное уравнение для лидара комбинационного рассеяния света. Лазер лидара будем характеризовать числом фотонов n_0 импульса зондирующего атмосферу

лазерного излучения длительностью τ_0 . Линию генерации лазера полушириной Γ_0 будем считать гауссовой с максимумом на частоте ν_0 . Тогда в режиме счёта фотонов излучения комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами гидрофторида в направлении назад число $n(\nu, z)$ фотонов в фотоприёмнике лидара можно найти из лидарного уравнения [3] как интеграл от $(\nu_0 - \Gamma_0)$ до $(\nu_R + \Gamma_R)$ [8]:

$$n(\nu, z) = n_0 c \tau_1 G(z) f t_d S_0 N(z) \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_R} T_0(\nu_0, z) T(\nu_R, z) \Phi(\nu) A(\nu) \frac{d\nu}{2z^2}, \quad (1)$$

где $n(\nu, z)$ – число фотонов, зарегистрированное фотодетектором лидара на частоте ν_R комбинационного рассеяния света с расстояния зондирования z ; $n_0 = E_0 / (h\nu_0)$ – число фотонов на частоте ν_0 лазерного излучения с энергией E_0 импульса лазерного излучения длительностью τ_0 ; h – постоянная Планка; c – скорость света; τ_1 – время одного измерения или длительность синхроимпульса; $G(z)$ – геометрическая функция лидара; t_d – время измерения или накопления сигнала; S_0 – площадь приёмной апертуры телескопа; $N(z)$ – концентрация исследуемых молекул; $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами; ν_R , Γ_R – соответственно частота и полуширина линии генерации комбинационного рассеяния света; $T_0(\nu_0, z)$, $T(\nu_R, z)$ – пропускание атмосферы на частотах ν_0 , ν_R соответственно; $\Phi(\nu)$ – функция

распределения фотонов лазерного излучения в линии генерации [8]; $A(\nu)$ – аппаратная функция или спектральный коэффициент пропускания приёмной системы лидара.

Геометрическая функция $0 < G(z) < 1$ лидара полностью определяется параметрами его оптической схемы и количественно характеризует степень виньетирования потока рассеянного назад излучения, поступающего в фотоприёмник из рассеивающего объёма атмосферы с расстояния z [3]. Пропускание атмосферы на частотах ν_0 , ν_R соответственно определяется выражениями [3, 10]:

$$T_0(\nu_0, z) = \exp \left[- \int_0^z \alpha(\nu_0, r) dr \right];$$

$$T(\nu_R, z) = \exp \left[- \int_0^z \alpha(\nu_R, r) dr \right],$$

где $\alpha(\nu_0, r)$, $\alpha(\nu_R, r)$ – коэффициенты ослабления на частотах соответственно лазерного излучения ν_0 и комбинационного рассеяния света ν_R молекулами гидрофторида.

Тогда уравнение (1) можно представить в виде

$$n(\nu, z) = \frac{c \tau_0}{2z^2} n_0 S_0 G(z) N(z) f t_d \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_R} \Phi(\nu') \exp \left[- \int_0^z \{ \alpha(\nu_0, z) + \alpha(\nu_R, z) \} dr \right] A(\nu') d\nu', \quad (2)$$

где функцию распределения фотонов лазерного излучения в линии генерации [3] при гауссовой форме этой линии можно записать как

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma_0} \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Gamma_0^2} \right]. \quad (3)$$

Кроме того, будем считать, что аппаратная функция или спектральный коэффициент пропускания приёмной системы лидара $A(\nu)$ также имеет гауссову форму и настроена точно на частоту ν_R полосы комбинационного рассеяния света молекулами гидрофторида с полушириной Γ_a большей полуширин Γ_R , Γ_0 :

$$A(\nu) = \frac{K_1 \xi(\nu)}{\sqrt{2\pi}\Gamma_a} \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_R)^2}{2\Gamma_a^2} \right], \quad (4)$$

где K_1 – экспериментально измеренная лидарная константа на частоте ν_0 лазерного излучения [3]; $\xi(\nu_R)$ – относительная спектральная чувствительность фотоприёмника на частоте ν_R излучения комбинационного рассеяния света.

Тогда при условии, что $\Phi(\nu) = 1$, когда полуширина линии генерации много меньше, чем полуширина аппаратной функции лидара, уравнение (2) запишем как

$$n(\nu, z) = B N(z) t I(\nu, z) / z^2, \quad (5)$$

где

$$B = c \tau_0 S_0 f / 2; \quad (6)$$

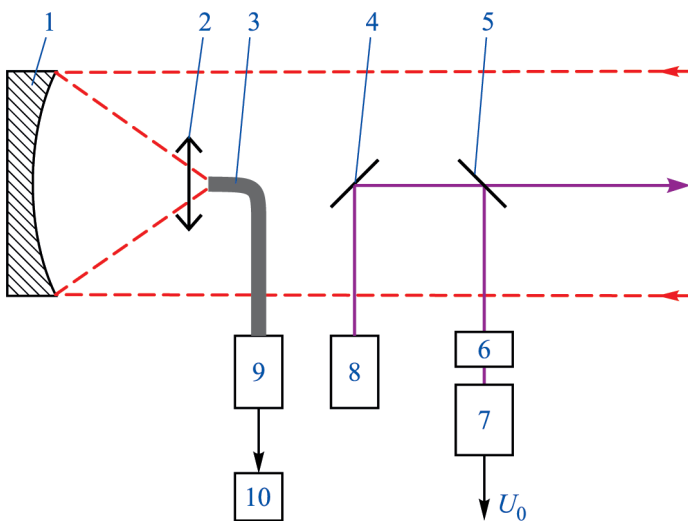


Рис. 1. Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света: 1 – сферическое зеркало приёмного телескопа; 2 – линзовый объектив; 3 – волоконный ввод; 4 – глухое зеркало; 5 – стеклянная пластина; 6 – интерференционный светофильтр; 7 – фотоприёмник; 8 – лазер; 9 – микроспектрометр; 10 – персональный компьютер

Fig. 1. The Raman lidar optical layout:

1 – a spherical mirror of the receiving telescope; 2 – a lens objective; 3 – fiber input; 4 – a blind mirror; 5 – glass plate; 6 – interference filter; 7 – photo detector; 8 – laser; 9 – micro spectrometer; 10 – personal computer

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 \times \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_a} \frac{d\sigma}{d\Omega} \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha(\nu_0, z) + \alpha(\nu_R, z)] dr \right\} A(\nu') d\nu'. \quad (7)$$

Предположение о том, что полуширина аппаратной функции на порядок больше, чем полуширина линии генерации лазера, вполне допустимо для промышленных лазеров и спектрометров [3]. Сделаем некоторые преобразования – вынесем дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света (имеющее физический смысл молекулярной константы) и экспоненту из-под знака интеграла – и получим

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha(\nu_0, z) + \alpha(\nu_R, z)] dr \right\} \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_a} A(\nu') d\nu'. \quad (8)$$

Последний интеграл в (8) может быть преобразован в интеграл ошибок:

$$\int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_a} A(\nu') d\nu' = \frac{K_1 \xi(\nu)}{\sqrt{2\pi} \Gamma_a} \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_a} \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_R)^2}{2\Gamma_a^2} \right] d\nu = \text{erf} K_1 \xi(\nu) \cdot 2^{-1/2} = K_1 \xi(\nu) \cdot 0,68269 \cdot 2^{-1} = 0,34 K_1 \xi(\nu). \quad (9)$$

С учётом соотношения (9) перепишем выражение (8):

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 0,34 K_1 \xi(\nu) \times \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha(\nu_0, z) + \alpha(\nu_R, z)] dr \right\}. \quad (10)$$

Теперь с учётом выражений (6), (10) выразим из уравнения (5) концентрацию молекул HF

$$N(z) = n(\nu, z) z^2 / [BtI(\nu, z)]. \quad (11)$$

Рассмотрим однократное комбинационное рассеяние света и однородную атмосферу [3]. Максимум полосы валентных колебаний молекулы HF составляет 3959 см^{-1} [1, 2]. Дифференциальное сечение колебательного комбинационного рассеяния света молекулы HF для выбранных длин волн лазерного излучения 405, 532 и 650 нм $d\sigma/d\Omega = 2,98 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ оценено по данным авторов настоящей статьи, а значения $d\sigma/d\Omega$, рассчитанные с учётом зависимости $1/\lambda^4$ для интересующих длин волн, указаны в таблице. Остальные параметры лидарного уравнения – значения коэффициентов ослабления для этих частот $\alpha(\nu_0, z)$ и $\alpha(\nu_R, z)$ также приведены в таблице. Поперечное сечение зеркала приёмного телескопа лидара $0,12 \text{ м}^2$, шаг по расстоянию $7,5 \text{ м}$ для времени одного измерения 50 нс , в течение которого можно зарегистрировать 200 фотонов.

Численное решение лидарного уравнения. На первом этапе численно решим уравнение (11) при $G(z)=1$, времени измерения $t_d=100 \text{ с}$ и расстоянии зондирования в диапазоне

Параметры лидарного уравнения

λ , нм	ν , ГГц	$d\sigma/d\Omega \cdot 10^{30}$, см^2	$\alpha(\nu_0, z)$, км^{-1}	$\alpha(\nu_R, z)$, км^{-1}	$\xi(\nu)$
650,0	461,54	0,60	0,14	–	–
875,2	342,78	–	–	0,12	0,2
532,0	563,91	1,34	0,16	–	–
673,9	445,17	–	–	0,14	0,5
405,0	740,74	4,00	0,24	–	–
482,3	622,02	–	–	0,18	0,8

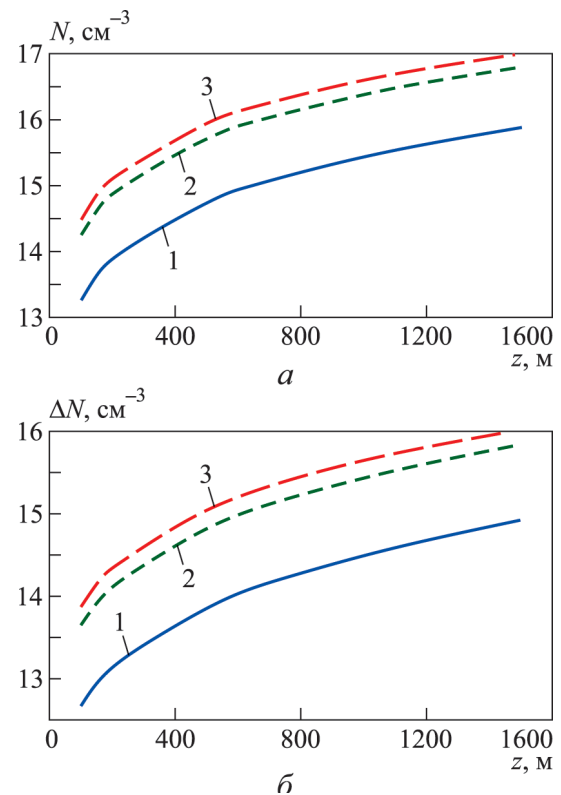


Рис. 2. Рассчитанные по уравнениям (11), (12) зависимости соответственно концентрации (а) и абсолютной погрешности концентрации (б) молекул гидрофторида от расстояния зондирования z в атмосферном пограничном слое лидаром комбинационного рассеяния света на длинах волн лазерного излучения 405 (1), 532 (2) и 655 нм (3)

Fig. 2. The plots of the dependences calculated from equations (11), (12), respectively, of the concentration (a) and the absolute error of the concentration (b) of hydrofluoride molecules on the ranging distance z in the atmospheric boundary layer by the Raman lidar at the laser radiation wavelengths of 405 (1), 532 (2) and 655 nm (3)

100–1500 м для длин волн лазерного излучения 405, 532 и 650 нм. Результаты решения уравнения (11) для этого случая представлены на рис. 2, а. Наблюдается увеличение концентрации исследуемых молекул гидрофторида с увеличением

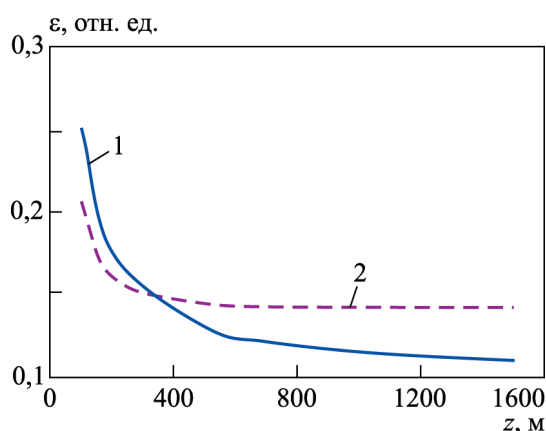


Рис. 3. Зависимости относительной погрешности концентрации молекул гидрофторида от расстояния зондирования в атмосферном пограничном слое лидаром комбинационного рассеяния света: 1 – расчёт по уравнениям (11)–(12); 2 – расчёт по уравнению (13)

Fig. 3. The plots of the hydrofluoride molecules concentration relative error dependence on the ranging distance in the atmospheric boundary layer by the Raman lidar: 1 – calculation by equations (11), (12); 2 – calculation by equation (13)

длины волны лазерного излучения вследствие сильной спектральной зависимости величин из уравнения (11). При этом на протяжении первых 500 м концентрация резко (примерно на 1,5 порядка) повышается. При частоте следования лазерных импульсов 1 МГц и времени одного измерения 50 нс или шага по высоте $\Delta H = 7,5$ м минимум концентрации молекул гидрофторида, равный $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, достигается на длине волны 405 нм и расстоянии зондирования 100 м. Для расстояний зондирования 500, 1000 и 1500 м этот минимум составит соответственно $5,56 \cdot 10^{14}$, $2,74 \cdot 10^{15}$ и $7,64 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее уменьшение концентрации исследуемых молекул возможно за счёт увеличения времени измерения t_d и частоты f следования лазерных импульсов или увеличения их энергии E_0 [3].

Вычисление погрешностей лидарных измерений. Для расчёта абсолютной погрешности $\Delta N(z)$ измерения концентрации $N(z)$ исследуемых молекул найдём дифференциал выражения (11), затем заменим дифференциалы на конечные приращения и получим выражение

$$\Delta N(z) = \frac{1}{Bt^2 I^2(v, z)} \{ [\Delta n(v, z) z^2 + 2n(v, z) z \Delta z] t + [\Delta t I(v, z) + t \Delta I(v, z)] n(v, z) z^2 \}. \quad (12)$$

В исследуемом диапазоне частот функция $I(v, z)$ слабо зависит от частоты v . Результаты решения уравнения (12) для этого случая на трёх длинах волн лазерного излучения в заданном диапазоне расстояний зондирования 100–1500 м представлены на рис. 2, б. Абсолютная погрешность измерения концентрации молекул гидрофторида в атмосфере увеличивается с увеличением как длины волны

лазерного излучения от 405 до 650 нм, так и расстояния зондирования.

При оценке погрешности лидарных измерений учтено, что с использованием самого быстросредействующего фотоприёмника число фотонов в импульсе лазерного излучения, зарегистрированных методом синхронного счёта, не превысит 200 и для идеального лазера, излучение которого описывается статистикой Пуассона, дисперсия числа регистрируемых фотонов $\Delta n(v, z) = 200^{1/2} = 14,14$.

Относительная погрешность $\varepsilon = \Delta N(z)/N(z)$ измерений концентрации для тех же параметров задачи вычислена с учётом зависимостей на рис. 2. С учётом постоянства функции $I(v, z)$ для заданной длины волны или частоты лазерного излучения из уравнения (12) получим окончательное теоретическое выражение для относительной погрешности измерения концентрации молекул гидрофторида в атмосфере:

$$\varepsilon = \sqrt{\left[\frac{\Delta n(v, z)}{n(v, z)} \right]^2 + \left[\frac{\Delta z}{z} \right]^2 + \left[\frac{\Delta t}{t} \right]^2}. \quad (13)$$

На рис. 3 представлены экспериментальная зависимость относительной погрешности измерений концентрации для указанных выше параметров лидарного уравнения и условий измерений, а также теоретическая зависимость, рассчитанная по уравнению (13). Различие экспериментальных и теоретических значений относительной погрешности при расстоянии зондирования в диапазоне 400–1500 м можно объяснить существенным влиянием пропускания слоя атмосферы большой толщины на заданной частоте или длине волны лазерного излучения, а также излучения комбинационного рассеяния света, поскольку было принято $I(v, z) = \text{const}$.

Заключение. При уменьшении заданной относительной погрешности измерения расстояния зондирования (ranging distance) в диапазоне 7,5...0,5 % относительная погрешность измерения концентрации уменьшается с 25 до 11 % для лазерного излучения с длиной волны 405 нм. Решающую роль в уменьшении лидарного сигнала играет пропускание слоя атмосферы, которое на расстоянии зондирования 1500 м уменьшается на 44 % по сравнению с расстоянием 100 м, и на столько же уменьшается значение функции $I(v, z)$. Учёт ширины аппаратной функции лидара комбинационного рассеяния света приводит к уменьшению значения функции $I(v, z)$ почти в три раза для всего диапазона расстояний зондирования в соответствии с результатами [3].

Таким образом, при зондировании молекул гидрофторида в атмосферном пограничном слое лидаром комбинационного рассеяния света для измерения заданной концентрации молекул порядка единиц ПДК ($1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) с относительной погрешностью измерения концентрации менее 25 % параметры лазерного излучения и лидара должны быть следующими: длина волны 405 нм; расстояние зондирования не более 500 м. Вопросы, рассмотренные авторами, представляют интерес в смежных областях (например, [4–10]).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 19-42-230004, 19-45-230009).

Список литературы

References

1. Privalov V. E., Voronina E. I., Shemanin V. G., *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)*, 2008, vol. 17, no. 1, pp. 43–51. <https://doi.org/10.3103/S1060992X08010074>
2. Voronina E. I., Privalov V. E., Shemanin V. G., *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, 2010, vol. 19, no. 1, pp. 69–76. <https://doi.org/10.3103/S1060992X10010108>
3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Оценка погрешности лидарных измерений концентрации сероводорода в атмосфере // Измерительная техника. 2018. № 4. С. 30–33. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2018-4-30-33>
4. Savchenko E. A., Velichko E. N., Aksenov E. T., Nepomnyashchaya E. K., *Proceeding International Conferences Laser Optics ICLO*, August 2018, p. 539. <https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435384>
5. Nepomnyashchaya E. K., Velichko E. N., Pleshakov I. V., Aksenov E. T., Savchenko E. A., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 8410, p. 012020. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/841/1/012020>
6. Putintseva M. V., Aksenov E. T., Korikov C. C., Velichko E. N., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2018, vol. 1124, p. 031021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1124/3/0310217>
7. Ivanov S. I., Lavrov A. P., Molodyakov S. A., Saenko I. I., *Proc. SPIE*, vol. 20165381, pp. 253–257. <https://doi.org/10.1117/12.547757>
8. Volkov V. A., Gordeev D. A., Ivanov S. I., Lavrov A. P., Saenko I. I., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 737 (1), p. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012002>
9. Arkhipov V. A., Akhmadeev I. R., Bondarchuk S. S., Vorozhtzov B. I., Pavlenko A. A., Potapov M. G., *Atmosphere and Ocean Optics*, 2007, vol. 20, pp. 48–52.
10. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Атмосферная электрооптика, Томск: Научно-техническая литература, 2010. С. 191.

1. Privalov V. E., Voronina E. I., Shemanin V. G., *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)*, 2008, vol. 17, no. 1, pp. 43–51. <https://doi.org/10.3103/S1060992X08010074>
2. Voronina E. I., Privalov V. E., Shemanin V. G., *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, 2010, vol. 19, no. 1, pp. 69–76. <https://doi.org/10.3103/S1060992X10010108>
3. Privalov V. E., Shemanin V. G., *Measurement Techniques*, 2018, vol. 61, no. 4, pp. 360–364. <https://doi.org/10.1007/s11018-018-1434-1>
4. Savchenko E. A., Velichko E. N., Aksenov E. T., Nepomnyashchaya E. K., *Proceeding International Conferences Laser Optics ICLO*, August 2018, p. 539. <https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435384>
5. Nepomnyashchaya E. K., Velichko E. N., Pleshakov I. V., Aksenov E. T., Savchenko E. A., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 8410, p. 012020. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/841/1/012020>
6. Putintseva M. V., Aksenov E. T., Korikov C. C., Velichko E. N., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2018, vol. 1124, p. 031021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1124/3/0310217>
7. Ivanov S. I., Lavrov A. P., Molodyakov S. A., Saenko I. I., *Proc. SPIE*, vol. 20165381, pp. 253–257. <https://doi.org/10.1117/12.547757>
8. Volkov V. A., Gordeev D. A., Ivanov S. I., Lavrov A. P., Saenko I. I., *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 737 (1), p. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012002>
9. Arkhipov V. A., Akhmadeev I. R., Bondarchuk S. S., Vorozhtzov B. I., Pavlenko A. A., Potapov M. G., *Atmosphere and Ocean Optics*, 2007, vol. 20, pp. 48–52.
10. Donchenko V. A., Kabanov M. V., Kaul B. V., Samohvalov I. V., *Atmosferная elektrooptika*, Tomsk: Nauchno-tehnicheskaya literature Publ., 2010, 191 p. (in Russian).

Дата поступления: 16.10.2019.

Дата принятия: 23.12.2019.

Lidar measurements accuracy of the hydrofluoride molecules concentration in the atmospheric boundary layer

Vadim E. Privalov¹, Valery G. Shemanin²

¹Peter the Great Saint-Petersburg Politechnic University, Saint-Petersburg, Russian Federation, e-mail: vaevpriv@yandex.ru

²Kuban State Technological University, Novorossiysk, Russian Federation, e-mail: vshemanin@mail.ru

The Raman lidar measurements accuracy of hydrofluoride molecules in the atmospheric boundary layer has been estimated in the work at the concentration level of 10^{14} cm^{-3} and higher in the height range up to 1,5 km in the synchronous photon counting mode. It is received that it can measure the studied molecules concentration at the level of $1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ with the concentration measurement relative error lesser than 25 % at the 405 nm wavelength and the ranging distance up to 500 m by such a lidar.

Key words: Raman lidar, concentration, hydrofluoride molecules, synchronous photon counting mode, atmospheric boundary layer.