



## ЛИДАРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МОЛЕКУЛ ЙОДА В АТМОСФЕРЕ

В.Е. Привалов, д.ф.-м.н., [vaevpriv@yandex.ru](mailto:vaevpriv@yandex.ru);  
В.Г. Шеманин, д.ф.-м.н.,  
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

Содержание в воздухе, в районе расположения зданий АЭС или иных радиохимических предприятий, тяжелого изотопа йода  $^{131}\text{I}_2$  может служить индикатором радиоактивного загрязнения. Лазерные методы измерений концентрации молекулярного йода в газовых средах опираются на результаты численных методов моделирования. Впервые показано, что учет конечной ширины линии генерации лазера при зондировании молекул йода в атмосфере лидаром заметно проявляется в эффекте возникновения снижения оптической плотности с ростом расстояния зондирования и увеличения концентрации молекул йода. Так, для концентрации молекул йода  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  это снижение ведет к росту в 1,7 раза относительной погрешности измерений при увеличении полуширины линии генерации в пять раз.

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] было показано, что тяжелый изотоп йода  $^{131}\text{I}_2$  может служить индикатором радиоактивного загрязнения. Этот индикатор важен как при оценке состава технологических газов, так и при мониторинге атмосферы в районе АЭС или других радиохимических предприятий. Этим обусловлен интерес к лазерным методам измерения концентрации молекулярного йода в газовых средах. Дистанционное измерение концентрации молекул йода в потоке реальных данных представляет собой сложную задачу. В работах [2, 3] были выполнены оценки потенциальных возможностей метода дифференциального поглощения [1, 4, 5]. При этом было введено предположение, что линия генерации лазера может быть описана дельта-функцией, поэтому ее спектральная ширина не влияет на результаты зондирования. Однако спектры излучения реальных лазеров, используемых в лидарных измерениях, обладают конечной шириной. В работе [6] на основании численных расчетов лидарного уравнения для дифферен-

## LIDAR SOUNDING OF IODINE MOLECULES IN ATMOSPHERE

V.E.Privalov, Doctor of Physics and Mathematics,  
[vaevpriv@yandex.ru](mailto:vaevpriv@yandex.ru);  
V.G.Shemanin, Doctor of Physics and Mathematics,  
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

Content of heavy isotope of iodine  $^{131}\text{I}_2$  in the air in the areas of nuclear power plants or other radiochemical enterprises can serve as the indicator of radioactive contamination. Laser methods of measurement of molecular iodine concentration in gaseous media rely upon the results of numerical simulation methods. It is shown for the first time that recording of the finite width of laser generation line during sounding of iodine molecules in atmosphere by such lidar noticeably demonstrates the decrease of optical density with the growth of sounding distance and increase of iodine molecule concentration. Thus, for concentration of iodine molecules  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  such decrease results in the increase of relative measurement error by 1.7 times at the increase of generation line half-width by 5 times.

### INTRODUCTION

It was shown in the papers [1, 2] that the heavy isotope of iodine  $^{131}\text{I}_2$  can serve as the indicator of radioactive contamination. This indicator is important during the evaluation of structure of process gases and during the monitoring of atmosphere around nuclear power plants (NPP) or other radiochemical enterprises. It is stipulated by the interest in laser methods of measurement of molecular iodine concentration in gas media. Remote measurement of iodine molecule concentration on a real time basis is a complex task. In the papers [2, 3], the estimations of potential capabilities of the method of differential absorption were performed [1, 4, 5]. The assumption was made that the line of laser generation can be described by delta function, therefore its spectral width does not influence on sounding results. However, radiation spectrums of actual lasers used in lidar measurements have finite width. In the paper [6] on the basis of numerical computations of the lidar equation for differential absorption and scattering by gas molecules in atmosphere using the genetic algorithm it was shown that it is necessary to take

циального поглощения и рассеяния газовыми молекулами в атмосфере с использованием генетического алгоритма было показано, что для наличия в среде очень малых концентраций детектируемых молекул учет конечной ширины линии генерации лазера в решении такого лидарного уравнения необходим.

Целью настоящей работы является учет ширины линии генерации лазера для уточнения лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния молекулярного йода в атмосфере.

Полосы поглощения молекул йода в оптическом диапазоне, соответствующие переходу из основного состояния X в первое электронное состояние B, занимают интервал от 499 до 670 нм. Авторы работы [7] зарегистрировали примерно 47000 линий поглощения в этом диапазоне, и их волновые числа (около 23000 линий) приведены в их атласе. Сегодня эти числа значительно больше. Результаты выполненных ранее исследований [8-10] позволяют предположить, что для обнаружения концентраций молекулярного йода порядка  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> в атмосфере наиболее предпочтительным будет использование метода дифференциального поглощения. В этом случае эффективное сечение поглощения молекул йода имеет наибольшее значение по сравнению с сечением флуоресценции с учетом тушения и сечением упругого рассеяния [11]. Используя ослабление лазерного излучения с соответствующим выбором длины волны излучения, можно разработать чувствительный метод измерения концентрации молекул йода в атмосфере [8].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ЛИДАР

Лидар дифференциального поглощения и рассеяния подразумевает использование двухволнового излучателя: одна длина волны лазерного

into account the finite width of laser generation line in order to determine very low concentrations of detectable molecules in medium.

The objective of this paper consists in taking into account the width of laser generation line in order to make the lidar equation for differential absorption and scattering of molecular iodine in atmosphere more precise.

The absorption bands of iodine molecules within optical range, which correspond to the transition from the ground state X to the first electronic state B, occupy the interval from 499 to 670 nm. Authors of the paper [7] recorded approximately 47000 absorption lines within this range, and the wave numbers of about 23000 lines are given in their atlas. Nowadays, these numbers are significantly higher. The results of studies carried out previously [8-10] allow assuming that in order

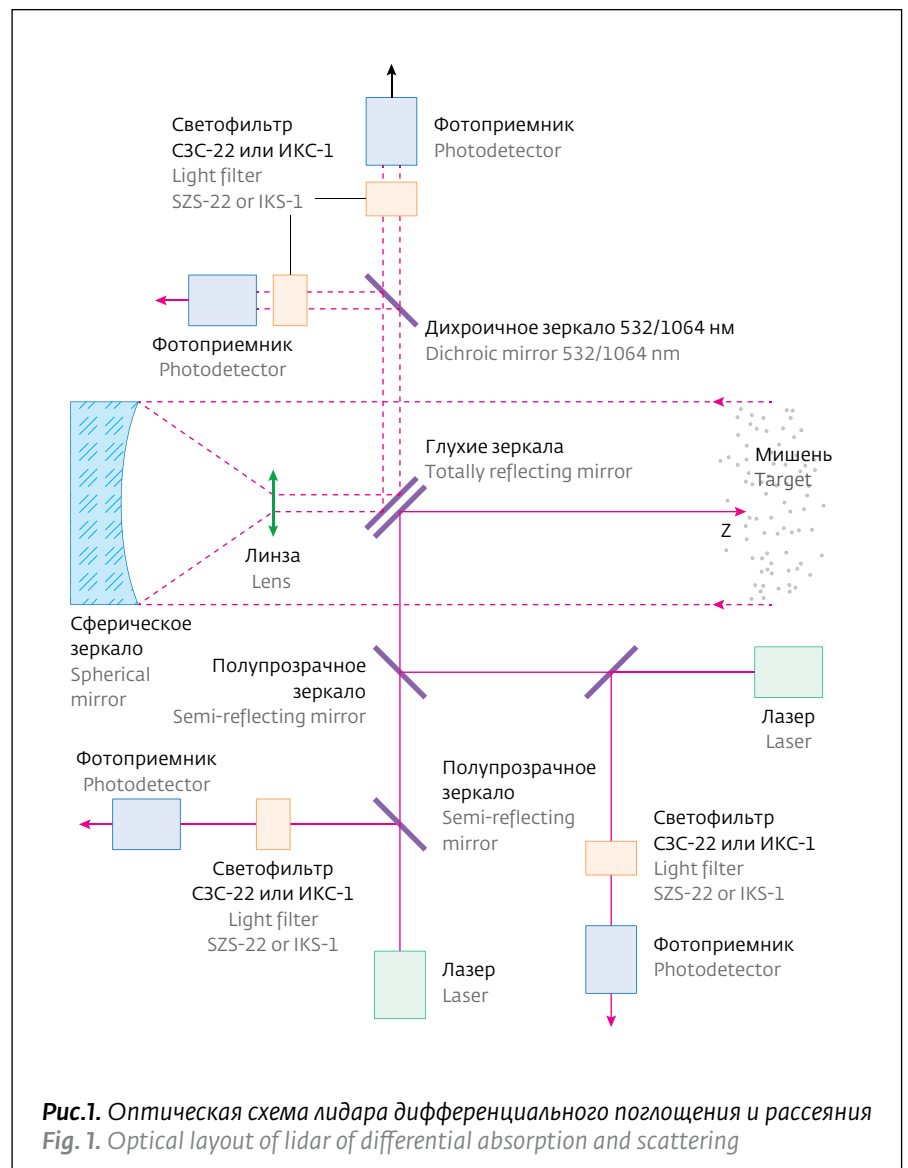


Рис.1. Оптическая схема лидара дифференциального поглощения и рассеяния  
Fig. 1. Optical layout of lidar of differential absorption and scattering



излучения попадает в центр полосы поглощения молекул йода, а другая – вне этой полосы. В нашем варианте для зондирования молекул йода используется лазерное излучение на второй гармонике лазера на АИГ: Nd на длине волны 532 нм (или частоте  $\nu_1 = 5,639$  ТГц), которая попадает в полосу поглощения молекул йода в диапазоне длин волн 499–670 нм с максимумом около 645 нм (или частот 4,478–6,012 ТГц с максимумом около 5,245 ТГц и полушириной  $\Gamma_3 = 767$  ГГц). Лазерное излучение вне полосы поглощения йода необходимо дать на длине волны, большей 589,5 нм, что соответствует максимуму полосы флуоресценции молекул  $I_2$  [1]. В качестве опорного канала в схеме дифференциального поглощения выбрано лазерное излучение основной гармонике лазера на АИГ: Nd на длине волны 1064 нм (или частоте  $\nu_2 = 2,8195$  ТГц). Рассмотрим оптическую схему такого лидара дифференциального поглощения и рассеяния (рис.1).

Передающая система лидара состоит из двух лазеров, энергия лазерного излучения первого в импульсе длительностью 10 нс на длине волны 532 нм ( $\nu_1$ ) равна 25 мДж, а второго – 40 мДж на длине волны 1064 нм ( $\nu_2$ ). Площадь приемной апертуры телескопа  $S_0 = 0,125$  м<sup>2</sup>. Интенсивность лазерного излучения на длине волны 532 нм, прошедшего сквозь слой атмосферы с молекулами йода заданной концентрации туда и обратно, уменьшается за счет поглощения в йоде [3, 7], а затем через стеклянный светофильтр направляется на фотоприемник.

### ЛИДАРНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

Оптические оси лазеров и приемного телескопа направлены вдоль оси Z (см. рис.1). Как и ранее [12], диаграммы направленности излучателя  $\theta_L$  и приемного телескопа  $\theta_T$  малы  $\theta_L \approx \theta_T \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ , поэтому телесный угол расходимости зондирующего лазерного излучения будет определяться как  $\Omega_L = \pi\theta_L^2$ , а поле зрения приемного телескопа –  $\Omega_T = \pi\theta_T^2$ .

Оптические характеристики атмосферы на трассе зондирования  $z$  зададим коэффициентом ослабления  $k(\nu, z)$ , а свойства топографической мишени – коэффициентом отражения или суммарным коэффициентом упругого рассеяния  $M_i$  и молекулярного рассеяния Рэлея  $\rho(\pi, \nu)$ . Каждый из двух лазеров передающей системы лидара будет характеризоваться мощностью посылаемого в атмосферу лазерного излучения

to detect the concentrations of molecular iodine of about  $10^{10}$  cm<sup>-3</sup> in atmosphere it is more preferable to use the methods of differential absorption. In such case the effective cross-section of iodine molecule absorption has the highest value in comparison with the cross-section of fluorescence taking into account quenching and cross-section of elastic scattering [11]. Using the attenuation of laser radiation with the relevant selection of radiation wavelength it is possible to develop the sensitive method of measurement of iodine molecule concentration in atmosphere [8].

### EXPERIMENTAL LIDAR

The lidar for differential absorption and scattering implies the use of two-wave emitter: one wavelength of laser radiation gets into the center of absorption band of iodine molecules and other wavelength is outside this band. In our variant, the laser radiation at the second harmonic of laser based on YAG: Nd at the wavelength of 532 nm (or frequency  $\nu_1 = 5.639$  THz) is used for sounding of iodine molecules; it gets into the absorption band of iodine molecules within the wavelength range of 499–670 nm with the maximum about 645 nm (or frequencies 4.478–6.012 THz with the maximum about 5.245 THz and half-width  $\Gamma_3 = 767$  GHz). Laser radiation outside the iodine absorption band should be given at the wavelength longer than 589.5 nm, which corresponds to the maximum of fluorescence of  $I_2$  molecules [1]. The laser radiation of the fundamental harmonic of laser based on YAG: Nd at the wavelength of 1064 nm (or frequency  $\nu_2 = 2.8195$  THz) was selected as the reference channel in the scheme of differential absorption. Let us consider the optical layout of such lidar for differential absorption and scattering (Fig. 1).

The lidar transmitting system consists of two lasers 8, the energy of the first laser radiation in the pulse with duration of 10 ns at the wavelength of 532 nm ( $\nu_1$ ) is equal to 25 mJ, and the energy of the second laser radiation is equal to 40 mJ at the wavelength of 1064 nm ( $\nu_2$ ). The area of collecting aperture of telescope 10 is  $S_0 = 0.125$  м<sup>2</sup>. The intensity of laser radiation at the wavelength of 532 nm, which propagates through the atmosphere layer with iodine molecules of set concentration there and back, is decreased at the expense of absorption in iodine [3, 7], and then it is directed to photodetector 1 through glass light filter 2.

### LIDAR EQUATION OF DIFFERENTIAL ABSORPTION AND SCATTERING

The optical axes of lasers and receiving telescope are directed along the axis Z. As it was previously [12],



$P_1$  или  $P_2$ , длительностью импульса лазера  $\tau_1$  или  $\tau_2$ , а линию генерации лазера будем считать гауссовой с максимумом на частоте  $\nu_1$  или  $\nu_2$  и полуширинами  $\Gamma_1$  или  $\Gamma_2$ . Тогда мощность лазерного излучения  $P_1$  (или  $P_2$ ) на фотоприемнике лидара можно представить в соответствии с [4], интегрируя по всей ширине линии генерации от  $(\nu_1 - \Gamma)$  до  $(\nu_1 + \Gamma)$ , в виде

$$P(\nu, z) = \frac{c\tau_L}{2} \frac{1}{z^2} S_0 G(z) P_0 \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} T^2(\nu, z) \rho(\pi, \nu) A(\nu) \Phi(\nu) d\nu, \quad (1)$$

где  $T(\nu, z)$  – пропускание на частоте  $\nu$  участка трассы от лидара до исследуемого объема, равное, согласно [11],

$$T(\nu, z) = \exp\left(-\int_0^z k(\nu, z') dz'\right), \quad (2)$$

$k(\nu, z)$  – коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере,  $A(\nu)$  – спектральный коэффициент пропускания приемной системы лидара [1, 11] или его аппаратная функция,  $\rho(\pi, \nu)$  – коэффициент рассеяния назад топографической мишени [11] и  $G(z)$  – геометрическая функция лидара [4, 11] лежит в пределах  $0 < G(z) < 1$ .

Подставляя в выражение (1) формулу (2), окончательно получим лидарное уравнения для упругого рассеяния в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины  $\Gamma$  в виде

$$P(\nu, z) = B \frac{G(z)}{z^2} \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} \left( \exp\left(-2 \int_0^z k(\nu, z') dz'\right) - (\nu - \nu_0)^2 / (2\Gamma^2) \right) \times \rho(\pi, \nu) A(\nu) d\nu \quad (3)$$

где введена лидарная константа  $B = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma}$ .

Информация о концентрации молекул йода содержится в множителе  $T(\nu, z)$  в (2), причем коэффициент ослабления в атмосфере  $k(\nu, z)$  определяется соотношением вида [1, 10]

$$k(\nu, z) = k_0(\nu, z) + \sigma(\nu)N(z). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое является коэффициентом ослабления атмосферы на длине волны лазерного излучения за вычетом исследуемых молекул, а второе – произведение сечения

the directivity diagrams of emitter  $\theta_L$  and collecting telescope  $\theta_T$  are low  $\theta_L \approx \theta_T \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ , therefore the solid angle of divergence of laser radiation will be determined as  $\Omega_L = \pi\theta_L^2$  and the field of view of receiving telescope –  $\Omega_T = \pi\theta_T^2$ .

Let us designate the optical characteristics of atmosphere at sounding route  $z$  through the attenuation coefficient  $k(\nu, z)$ , and the properties of topographic target – through the reflection coefficient or cumulative coefficient of Mie elastic scattering and Rayleigh molecular scattering  $\rho(\pi, \nu)$ . Each of two lasers of lidar transmitting system shall be characterized by the power of laser radiation  $P_1$  or  $P_2$  sent into atmosphere with the laser pulse duration of  $\tau_1$  or  $\tau_2$ , and the line of laser radiation shall be considered as Gaussian line with maximum at the frequency  $\nu_1$  or  $\nu_2$  and half-widths  $\Gamma_1$  or  $\Gamma_1$ . Then, the power of laser radiation  $P_1$  (or  $P_2$ ) at lidar photodetector can be represented in accordance with [4] integrating at the full width of generation line from  $(\nu_1 - \Gamma)$  to  $(\nu_1 + \Gamma)$  in the form:

$$P(\nu, z) = \frac{c\tau_L}{2} \frac{1}{z^2} S_0 G(z) P_0 \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} T^2(\nu, z) \rho(\pi, \nu) A(\nu) \Phi(\nu) d\nu, \quad (1)$$

where  $T(\nu, z)$  is the transmission at the frequency  $\nu$  of route section from lidar to studied volume, which is equal to the following expression in accordance with [11]

$$T(\nu, z) = \exp\left(-\int_0^z k(\nu, z') dz'\right), \quad (2)$$

and  $k(\nu, z)$  is the coefficient of attenuation of laser radiation in atmosphere;  $A(\nu)$  – is the spectral coefficient of transmission of lidar receiving system [1, 11] or its instrument function;  $\rho(\pi, \nu)$  is the coefficient of backward scattering of topographic target [11] and  $G(z)$  is lidar geometric function [4, 11], which is located within the limits  $0 < G(z) < 1$ .

Using the formula (2) in the expression (1) we will finally obtain the lidar equation for elastic scattering in backward direction for laser generation line with finite half-width  $\Gamma$  in the following form:

$$P(\nu, z) = B \frac{G(z)}{z^2} \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} \left( \exp\left(-2 \int_0^z k(\nu, z') dz'\right) - (\nu - \nu_0)^2 / (2\Gamma^2) \right) \times \rho(\pi, \nu) A(\nu) d\nu \quad (3)$$

where the lidar constant  $B = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma}$  is introduced.



резонансного поглощения молекул йода на их концентрацию.

Для реализации метода дифференциального поглощения и рассеяния [13] возьмем два лидарных уравнения типа (3) для двух частот лазерного излучения  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . Будем считать, что вторая длина волны находится вне полосы поглощения молекулы йода, заменим  $k(\nu_1, z)$  в первом уравнении на выражение (4) и разделим одно на другое. В результате получаем уравнение для самого общего случая дифференциального поглощения и рассеяния в предположении о различии всех сомножителей, зависящих от частоты лазерного излучения, как и в [10, 11].

Аппроксимируем аппаратную функцию гауссовой кривой, а контур полосы поглощения молекул йода – функцией Лоренца [11]. Будем также считать, что атмосфера однородна и коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере будет функцией только частоты  $k(\nu, z) = k(\nu)$ .

Используя интеграл ошибок  $\text{erf}(\Gamma)$  и перейдя, как и ранее в [8], к оптической плотности, запишем окончательное уравнение в виде:

$$D = \ln \left( \frac{E_2 G_2(z) \rho(\pi, \nu_2) \text{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)}{E_1 G_1(z) \rho(\pi, \nu_1) \text{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)} \sqrt{\frac{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}} \right) - 2k_0(\nu_2)z + 2k_0(\nu_1)z + \sigma_0(\nu_1) \frac{1}{\pi \Gamma_3} \int_0^z N(z') dz'. \quad (5)$$

## РЕШЕНИЕ ЛИДАРНОГО УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим параметры этой задачи для нашей экспериментальной ситуации. Будем считать, что для нашего лидара  $G_1(z) = G_2(z)$ , а коэффициенты отражения  $\rho(\pi, \nu)$  для обоих каналов примерно одинаковы и равны 0,15 для диффузной мишени, а для суммарного упругого аэрозольного рассеяния в атмосфере  $10^{-7}$  [4]. Энергия  $E = \tau P$  в импульсе длительностью 10 нс лазерного излучения на длине волны 532 нм ( $\nu_1$ ) равна 25 мДж, а на длине волны 1064 нм ( $\nu_2$ ) – 40 мДж. Полуширина линии генерации  $\Gamma_2$  будут изменяться в диапазоне 1–5 ГГц, соответственно  $\Gamma_1$  – в диапазоне 2–10 ГГц. Будем считать, что полуширина аппаратной функции на порядок больше, чем полуширина линии генерации лазера, что вполне допустимо для промышленных лазеров

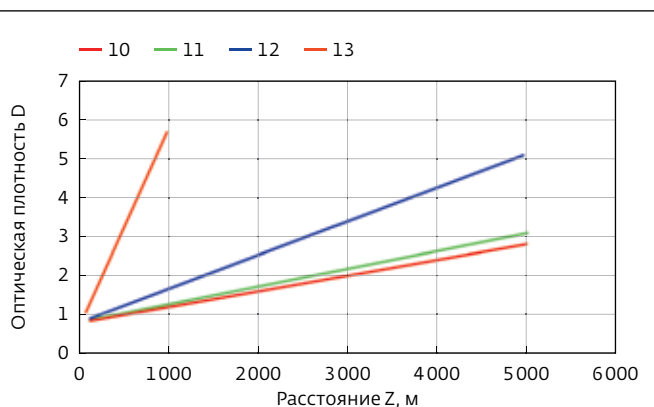
Information on iodine molecule concentration is contained in cofactor  $T(\nu, z)$  in the expression (2), and the attenuation coefficient in atmosphere  $k(\nu, z)$  is determined on the basis of correlation in the form [1, 10]

$$k(\nu, z) = k_0(\nu, z) + \sigma(\nu)N(z). \quad (4)$$

here the first summand is the attenuation coefficient of atmosphere at the laser radiation wavelength after deduction of studied molecules, and the second summand is the product of cross-section of resonance absorption of iodine molecules and their concentration.

In order to implement the method of differential absorption and scattering [13], let us take two lidar equations of the type (3) for two frequencies of laser radiation  $\nu_1$  and  $\nu_2$ . Let us believe that the second wavelength is outside the absorption band of iodine molecule; let us substitute  $k(\nu_1, z)$  in the first equation for the expression (4) and divide one expression by another one. As a result, we will obtain the equation for the most general case of differential absorption and scattering with the assumption on the difference of all cofactors depending on laser radiation frequency as in the papers [10, 11].

Let us approximate the instrument function by Gaussian curve and contour of iodine molecule absorption band – by Lorentz function [11]. Let us believe that atmosphere is homogeneous and coefficient of laser radiation attenuation in atmosphere is the function of frequency only  $k(\nu, z) = k(\nu)$ .



**Рис.2.** Результаты численного решения уравнения (5) для диапазона концентраций молекул йода  $10^{10}$ – $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  и значений полуширины  $\Gamma_1 = 1$  ГГц и  $\Gamma_2 = 2$  ГГц

**Fig. 2** Results of numerical solution of equation (9) for the range of iodine molecule concentrations  $10^{10}$ – $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  and values of half-width  $\Gamma_1 = 1$  GHz and  $\Gamma_2 = 2$  GHz

и интерференционных светофильтров, используемых в качестве спектроанализатора лидара [3]. Выберем ее равной 100 ГГц. Значения коэффициентов ослабления в атмосфере были взяты из [4] и равнялись соответственно  $k(\nu_1) = 0,16 \text{ км}^{-1}$ ,  $k(\nu_2) = 0,12 \text{ км}^{-1}$ . Для полосы поглощения йода максимальное значение сечения поглощения на длине волны 532 нм по данным [11]  $\sigma_0(\nu_1) = 4,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а полуширина этой полосы  $\Gamma_3 = 767 \text{ ГГц}$  [7].

Выполним численное решение уравнения (5) для значений полуширин  $\Gamma_1$  в диапазоне 1-5 ГГц, а  $\Gamma_2$  – значения 2-10 ГГц, расстояний зондирования в диапазоне 100-5000 м, диапазона концентраций от  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и приведенных выше остальных параметров задачи. Результаты решения уравнения (5) представлены на рис.2 для приведенных выше параметров, диапазона концентраций  $10^{10}$ - $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и расстояния зондирования до 5 км.

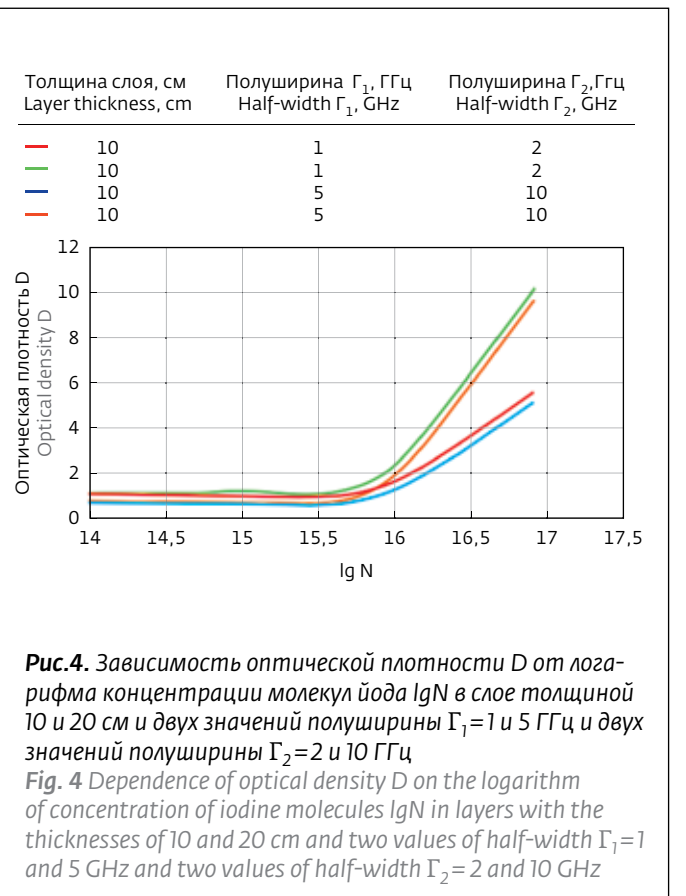
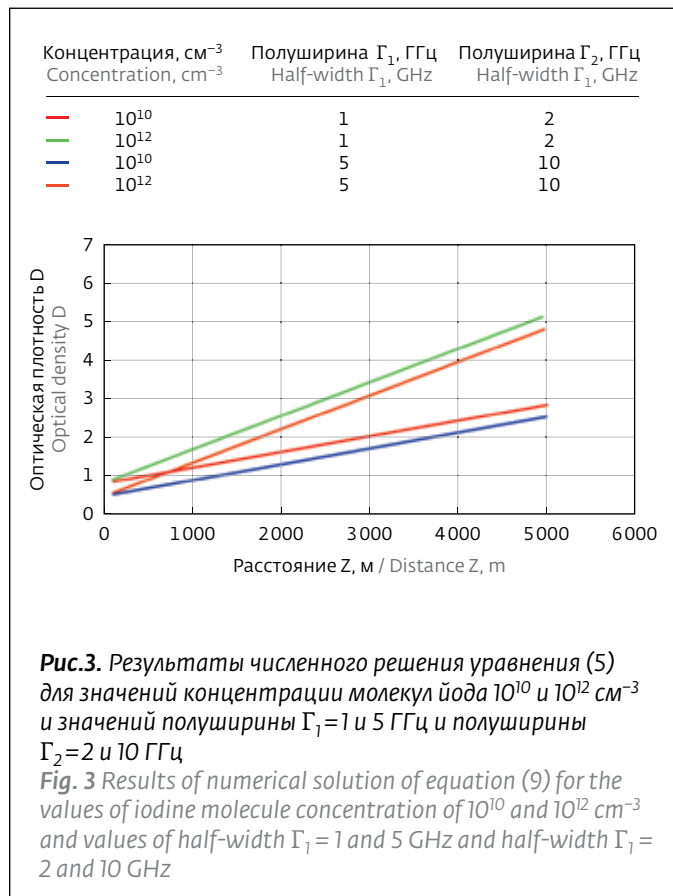
Это ограничение по величинам концентраций и расстояний связано с тем, что метод спектроскопии дифференциального поглощения [11, 13], имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведе-

Using the error integral  $\text{erf}(\Gamma)$  [15] and having proceeded to the optical density, as previously in the paper [8], we can write the final equation in the form:

$$D = \ln \left( \frac{E_2 G_2(z) \rho(\pi, \nu_2) \text{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)}{E_1 G_1(z) \rho(\pi, \nu_1) \text{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)} \sqrt{\frac{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}} \right) - 2k_0(\nu_2)z + 2k_0(\nu_1)z + \sigma_0(\nu_1) \frac{1}{\pi \Gamma_3} \int_0^z N(z') dz'. \quad (5)$$

### SOLUTION OF LIDAR EQUATION

Let us consider the parameters of this task for our experimental case. Let us believe that for our lidar  $G_1(z) = G_2(z)$ , and reflection coefficients  $\rho(\pi, \nu)$  are approximately identical for both channels and equal to 0.15 – for diffuse target and  $10^{-7}$  – for total elastic aerosol scattering in atmosphere [4]. The energy  $E = \tau P$  in the pulse with duration of 10 ns of laser radiation at the wavelength of 532 nm ( $\nu_1$ ) is equal to 25 mJ, at the wavelength of 1064 nm ( $\nu_2$ ) – 40 mJ. The half-width of generation line  $\Gamma_2$  will vary within the range of 1-5 GHz and  $\Gamma_1$  – within the range of 2-10 GHz respectively.





ний величин концентраций на толщины слоев, которые определяются оптической схемой и фотоприемником лидара.

Для значений оптической плотности  $D$  больше 4,6 расчеты не проводились, так как был выбран фотоприемник с динамическим диапазоном  $10^4$  в соответствии с данными [1, 10].

На рис.3 представлены результаты решения уравнения (5) для той же ситуации, что на рис.2, но для иных значений (для полуширины  $\Gamma_1 = 1$  и 5 ГГц и двух значений полуширины  $\Gamma_2 = 2$  и 10 ГГц). Анализ графического представления решения (см. рис.3) показал, что учет ширины линии генерации лазера позволяет снизить значение оптической плотности в расчете. Для концентрации  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  уменьшение заметно: с 1,66 для расстояний 100 м до 1,13 для расстояния 5 км, а для концентрации  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  – в 1,6 раза для расстояний 100 м и 1,07 раза – для расстояния 5 км.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

Далее выполним проверку полученных результатов. Для экспериментальной проверки результатов численного моделирования найдем значение сечения поглощения молекул йода для лабораторного лидара дифференциального поглощения. График зависимости оптической плотности  $D$  от концентрации молекул йода  $N$  в слое толщиной 10 и 20 см и двух значений полуширины  $\Gamma_1=1$  и 5 ГГц и двух значений полуширины  $\Gamma_2=2$  и 10 ГГц (рис.4) отражает результаты эксперимента. Их обработка позволила получить значение сечения поглощения молекул йода на длине волны 532 нм, равное  $\sigma_0(\nu_1)=(4,1\pm 0,5)\cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Оно находится в удовлетворительном согласии со значениями, полученными в работах [1, 8]:  $\sigma=(1,88\pm 0,37)\cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и в работе [11]:  $\sigma=4,6\cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, впервые показано, что учет конечной ширины линии генерации лазера при зондировании молекул йода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния заметно проявляется в эффекте возникновения уменьшения значения оптической плотности с ростом расстояния зондирования и увеличения концентрации молекул йода. Так, для концентрации молекул йода  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  это уменьшение составляет 1,66 раза для расстояния 100 м и 1,13 раза – для расстояния 5 км.

Let us believe that the half-width of instrument function is higher by order than the half-width of laser generation line, and this assumption is quite acceptable for industrial lasers and interference light filters used in the capacity of lidar spectrum analyzers [3]. Let us assume that it is equal to 100 GHz. The values of coefficients of attenuation in atmosphere were taken from the paper [4] and are equal to  $k(\nu_1)=0.16 \text{ km}^{-1}$ ,  $k(\nu_2)=0.12 \text{ km}^{-1}$  respectively. The maximum value of absorption cross-section at the wavelength of 532 nm for iodine absorption band is  $\sigma_0(\nu_1)= 4.6\cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ , and half-width of this band –  $\Gamma_3=767 \text{ GHz}$  [7] according to the data given in the paper [11].

Let us perform the numerical solution of equation (5) for the values of half-widths  $\Gamma_1$  within the range of 1-5 GHz and  $\Gamma_2$  – with the values of 2-10 GHz, sounding distances within the range of 100-5000 m, range of concentrations from  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  to  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and remaining abovementioned parameters of the task. Results of the solution of equation (5) are given in Fig. 2 for aforementioned parameters, range of concentrations of  $10^{10}$ - $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and sounding distance up to 5 km.

This restriction by the values of concentrations and distances is associated with the fact that the method of spectroscopy of differential absorption [11, 13] has lower and upper limits by the range of possible values of products of concentrations and layer thicknesses, which are determined on the basis of lidar optical layout and photodetector.

For the values of optical density  $D$ , which are higher than 4.6, the calculations were not performed because the photodetector with dynamic range of  $10^4$  was selected in accordance with data in the papers [1, 10].

Results of the solution of equation (5) are given in Fig. 3 for the same case as in Fig. 2 but for different values (half-width  $\Gamma_1 = 1$  and 5 GHz and two values of half-width  $\Gamma_2 = 2$  and 10 GHz). Analysis of graphical representation of solution (Fig. 3) showed that taking into account the width of laser generation line allows decreasing the value of optical density in calculations. For the concentration of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  such decrease is noticeable: from 1.66 for the distances of 100 m to 1.13 for the distance of 5 km, and for the concentration of  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  – by 1.6 times for the distance of 100 m and 1.07 times – for the distance of 5 km.

### EXPERIMENTAL CHECK

Let us further check obtained results. In order to check the results of numerical simulation experimentally, let us find the value of cross-section of iodine molecule



## ЛИТЕРАТУРА

1. **Привалов В.Е., Фотиади А.Э., Шеманин В.Г.** Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. – С-Пб.: Изд. "Лань", 2013.
2. **Привалов В.Е., Шеманин В.Г.** – Оптический журнал, 1999, т. 66, № 2, с.40.
3. **Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г.** – Письма в Журнал технической физики, 2004, т. 30, вып.5. с.14.
4. **Привалов В.Е., Шеманин В.Г.** Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. – С.-Пб.: Изд. – во "Балтийский ГТУ", 2001, 56 с.
5. **Привалов В.Е., Фотиади А.Э., Шеманин В.Г.** Лазерные системы экологического мониторинга. – С-Пб.: Изд. Политехн. ун-та, 2013.
6. **Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я., Лысенко А.А.** – Письма в Журнал технической физики, 2009, т. 35, вып.15, с.8.
7. **Миронов А.В., Привалов В.Е., Савельев С.К.** – Оптика и спектроскопия, 1997, т. 82, № 3, с. 348.
8. **Privalov V.E., Shemanin V.G.** – Proc. SPIE. 2002, v. 4900, p.78.
9. **Привалов В.Е., Шеманин В.Г.** – Приборы и системы управления. 1998. № 12. с 60.
10. **Privalov V.E., Shemanin V.G.** – Proc. SPIE. 2000. Vol. 4316. P. 36.
11. **Межерис Р.** Лазерное дистанционное зондирование. – М.: Мир, 1987.
12. **Привалов В.Е., Шеманин В.Г.** – Фотоника, 2013, № 2 (38), с.72.
13. **Зуев В.В., Катаев М.Ю., Макогон М.М., Мицель А.А.** – Оптика атмосферы и океана, 1995, т. 8, № 8, с.1136.
14. **Математическая энциклопедия, т. 2 / Под ред. И.М. Виноградова. – М.: Сов. Энциклопедия, 1979.**

absorption for laboratory lidar of differential absorption. The diagram of dependence of optical density  $D$  on concentration of iodine molecules  $N$  in the layers with thicknesses of 10 and 20 cm and two values of half-width  $\Gamma_1=1$  and 5 GHz and two values of half-width  $\Gamma_2=2$  and 10 GHz (Fig. 4) reflects the experimental results. Their processing allowed obtaining the value of cross-section of iodine molecules at the wavelength of 532 nm, which is equal to  $\sigma_0(\nu_1) = (4.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ . It is in agreement with the values obtained in the paper [1, 8]  $\sigma = (1.88 \pm 0.37) \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  and in the paper [11]  $\sigma = 4.6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  to satisfactory extent.

## CONCLUSION

Thus, it was shown for the first time that taking into account the finite width of laser generation line during sounding of iodine molecules in atmosphere by the lidar of differential absorption and scattering noticeably demonstrates the decrease of optical density value with the growth of sounding distance and increase of iodine molecule concentration. Thus, for the concentration of iodine molecules of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  this decrease is equal to 1.66 times for the distance of 100 m and 1.13 times for the distance of 5 km.