

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2021\_1\_4\_4

УДК 535.362

ГРНТИ 29.31.27

### Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса

<sup>1\*</sup> Привалов В. Е., <sup>2</sup> Шеманин В. Г.

<sup>1</sup> 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

<sup>2</sup> 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75,

филиал Белгородского государственного технологического университета  
им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске

e-mail: \* [vaevpriv@yandex.ru](mailto:vaevpriv@yandex.ru), [shemanin-v-g@nb-bstu.ru](mailto:shemanin-v-g@nb-bstu.ru)

Компьютерное моделирование лидарного уравнения дифференциального поглощения и рассеяния с учетом полуширин линий генерации лазеров и аппаратной функции самого лидара для мониторинга молекул водорода в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и выше с космической орбиты в диапазоне высот от 100 км и вплоть до геостационарной орбиты выполнено в настоящей работе. Получено, что время измерения для такого уровня концентраций на длине волны лазерного излучения 2,4 мкм и высоты от 100 до 36000 км лежит в диапазоне 3,4 мс...2142 с или 7,4 мин.

*Ключевые слова:* лидар дифференциального поглощения, мониторинг молекул водорода, лидарное уравнение.

### Введение

Большие перспективы использования водорода как нового вида чистого топлива требует создания систем для контроля его утечки из баллонов и трубопроводов, особенно в местах эксплуатации и перекачки. В реальной атмосфере доля молекул  $\text{H}_2$  составляет  $5 \cdot 10^{-7}$  мольных доли (0,5 ppm) [1] или  $1,345 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Однако дистанционный контроль и измерение концентраций на таких уровнях представляет большую проблему [2].

Так как сечение поглощения лазерного излучения молекулами обычно значительно превышает как эффективное (с учётом тушения) сечение флуоресценции, так и сечение комбинационного рассеяния света [A1] то на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим образом подобранной частотой можно создать чувствительный метод определения средней концентрации молекул. Для того, чтобы выделить вклад поглощения интересующей молекулы в ослабление лазерного луча, обычно применяется метод дифференциального поглощения. В этом методе предполагается использование лазерного излучения на двух длинах волн: одной – в центре полосы поглощения молекулы, а другой – в крыле этой полосы. Большинство полос поглощения молекул, представляющих интерес для дистанционного зондирования, лежит в инфракрасной области спектра и

соответствует колебательно-вращательным переходам [3, 4]. Основным недостатком этого метода – низкое пространственное разрешение и недостаточная чувствительность инфракрасных детекторов. Высокие чувствительность и пространственное разрешение могут быть достигнуты при сочетании дифференциального поглощения с рассеянием. Этот метод впервые был предложен для дистанционного определения содержания водяного пара в атмосфере [5]. Он основан на сравнении рассеянных назад лазерных сигналов: одного – в максимуме линии поглощения молекулы, а другого – на крыле линии. В этом случае пространственное разрешение и мощные сигналы на используемых длинах волн обуславливаются большим сечением рассеяния Ми, а отношение сигналов даёт требуемую величину дифференциального поглощения. Благодаря этому метод дифференциального поглощения и рассеяния обладает наилучшей чувствительностью при зондировании некоторых молекулярных составляющих атмосферы с больших расстояний. Хотя чувствительность фотодетекторов делает методы, основанные на флуоресценции и дифференциальном поглощении и рассеянии, более пригодными для зондирования молекул, имеющих полосы поглощения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, повышение чувствительности инфракрасных детекторов придают методу дифференциального поглощения и рассеяния более универсальный характер [1]. Именно поэтому в последнее время получили широкое распространение лидары дифференциального поглощения и рассеяния, которые используются во всех видах лазерной дистанционной техники, основанной на резонансном поглощении.

По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [2, 3, 6], предназначенных для зондирования газовых молекул в атмосфере, можно предположить, что для обнаружения концентраций молекул порядка  $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$  и выше в атмосфере будет наиболее предпочтительным использование систем дифференциального поглощения. В связи с этим на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны можно создать чувствительный метод измерения концентрации газовых молекул в атмосфере.

Разработка новых дистанционных методов измерения концентрации молекул  $\text{H}_2$  в атмосфере Земли на уровне порядка  $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$  для их мониторинга с космической орбиты в рамках дистанционного зондирования Земли требует оценки возможностей лидарного мониторинга для решения таких задач. В работах [1, 3] был выполнен анализ методов лазерного зондирования молекул предельных углеводородов в атмосфере и получено, что лидар дифференциального поглощения и рассеяния может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на таком уровне. Однако представляет интерес теоретическая оценка возможностей такого лидара для мониторинга молекул водорода в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка  $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$  и выше с космической орбиты в диапазоне высот от 100 км и вплоть до геостационарной орбиты.

Поэтому целью настоящей работы является выбор оптимальных параметров лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекул водорода в атмосфере в режиме счёта фотонов с космической платформы на заданных высотах.

### **Лидар дифференциального поглощения и рассеяния**

Лидар дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекул водорода в атмосфере построен на базе моностатического лидара, у которого два лазерных луча распространяется вдоль оси приёмного телескопа [1, 7]. Оптическая схема этого лидара приведена на рис. 1. В этом варианте лидара дифференциального поглощения и рассеяния используется двухволновой излучатель на двух параметрических генераторах света с

накачкой второй гармоникой одного YAG-Nd лазера на длине волны 532 нм. Одна длина волны лазерного излучения попадает в центр ИК полосы поглощения молекул водорода 2,4 мкм (или частоте  $\nu_1 = 125$  ТГц), а другая – вне этой полосы на длине волны 2,1 мкм (или частоте  $\nu_2 = 142,9$  ТГц), попадающая в область прозрачности атмосферы согласно [8, 9] и обе с длительностями импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 10 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 100 кГц [2, 10]. Лазерное излучение двух параметрических генераторов света 8 и 14 на длинах волн 2,4 и 2,1 мкм направляется зеркалами 13 и 7 вдоль оси приемного телескопа 18 перпендикулярно поверхности Земли.

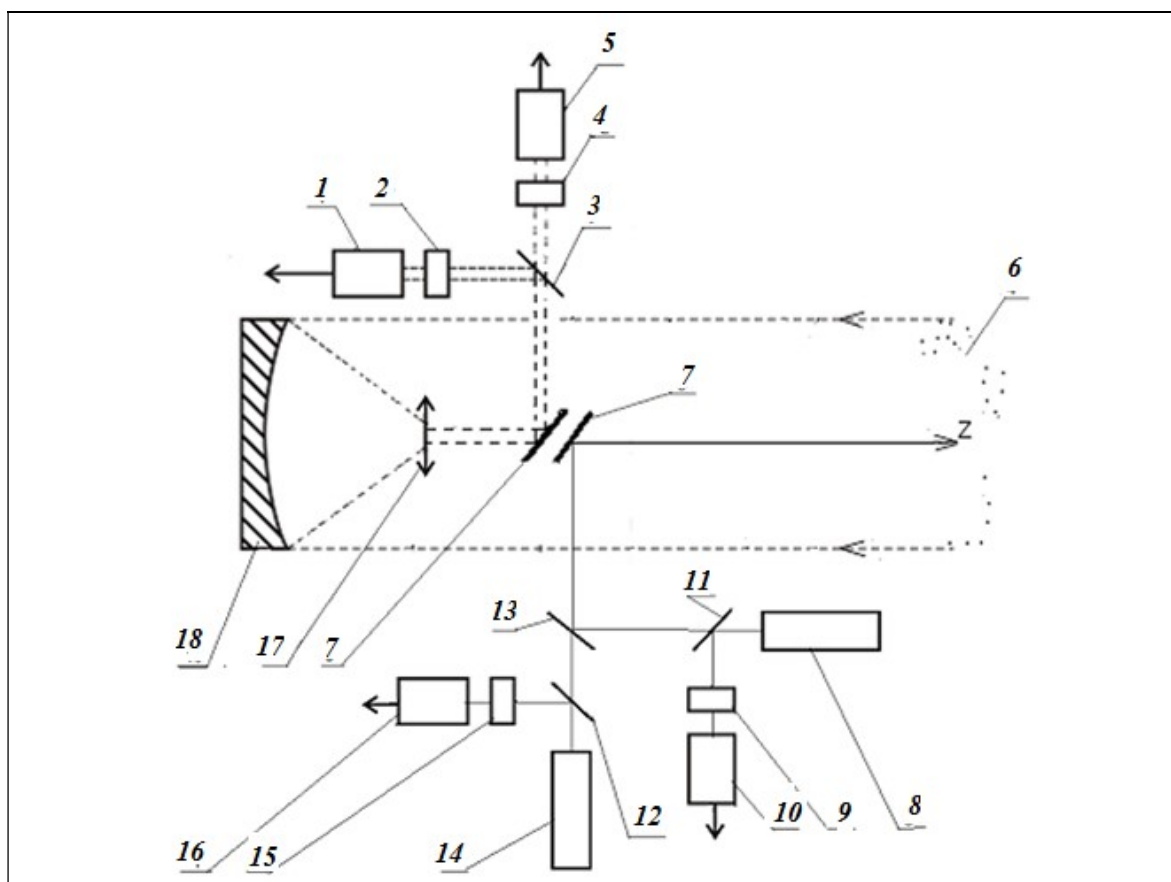


Рис. 1. Оптическая схема варианта лидара дифференциального поглощения и рассеяния: 1, 5, 10, 16 – фотоприёмники, 2, 4, 9, 15 – светофильтры ИКС, 3 – дихроичное зеркало 2,4/2,1, 6 – мишень, 7 – глухие зеркала, 11, 12 – плоскопараллельные кварцевые пластины; 13 – полупрозрачное зеркало; 8, 14 – лазеры; 17 – линзовый объектив и 18 – сферическое зеркало приёмного телескопа

Прошедшее через атмосферу зондирующее излучение на длине волны 2,4 мкм ослабляется за счет поглощения исследуемыми молекулами водорода [1–3, 9], а рассеянное аэрозолем и газовыми молекулами атмосферы назад излучение на этой длине волны и на длине волны 2,1 мкм собирается на космической платформе телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 18 диаметром 0,4 м и линзовым объективом 17 в параллельный пучок. Этот пучок направляется глухим зеркалом 7 на дихроичное зеркало 3, которым создаются два луча на длинах волн 2,4 и 2,1 мкм и каждый направляется через свой интерференционный фильтр 2 или 4 на свой фотоприемник 1 или 5, напряжение с которых  $U_2$  и  $U_3$  записывается платой сбора данных в ПК. Часть

лазерного излучения каждого лазера 8 и 14 направляется кварцевыми пластинами 11 и 12 через интерференционные фильтры 9 и 15 на фотоприемники 10 и 16 (напряжения  $U_0$  и  $U_1$ ) для контроля энергии лазерных импульсов и формирования начала отсчёта времени измерения.

### Лидарное уравнение

Оптические характеристики атмосферы на трассе зондирования  $z$  зададим коэффициентом ослабления  $k(v, z)$ , а свойства топографической мишени – коэффициентом отражения или суммарным коэффициентом упругого рассеяния Ми и молекулярного рассеяния Рэлея  $\rho(\pi, v)$  [1].

Каждый из двух лазеров передающей системы лидара будет характеризоваться мощностью посылаемого в атмосферу лазерного излучения  $P_1$  или  $P_2$  или числом фотонов  $n_1$  или  $n_2$ , длительностью импульса лазера  $\tau_1$  или  $\tau_2$ . Линию генерации лазера будем считать Гауссовой с максимумом на частоте  $\nu_1$  или  $\nu_2$  и полуширинами  $\Gamma_1$  или  $\Gamma_2$  [4]. Тогда мощность лазерного излучения  $P_1$  (или  $P_2$ ) на фотоприемнике лидара можно представить в соответствии с [2] и 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 объёма, равное, согласно [1],

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

а  $k(\nu, z)$  – коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере,  $A(\nu)$  – спектральный коэффициент пропускания приёмной системы лидара [2, 11] или его аппаратная функция и  $G(z)$  – геометрическая функция лидара [1, 2]. Эта функция полностью определяется параметрами оптической схемы лидара [1] и лежит в пределах  $0 < G(z) < 1$ .

Подставляя в это выражение (1) формулу (2) и функцию Гаусса  $\Phi(\nu)$  [12] окончательно получим лидарное уравнение для упругого рассеяния в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины  $\Gamma$ , как и в [13], в виде

$$P(\nu, z) = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \frac{G(z)}{z^2} \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} \left\{ \exp\left[-2 \int_0^z k(\nu, z') dz'\right] - \frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Gamma^2} \right\} \rho(\pi, \nu) A(\nu) d\nu. \quad (3)$$

Информация о концентрации молекул водорода содержится в сомножителе  $T(\nu, z)$  в (2), причем коэффициент ослабления в атмосфере  $k(\nu, z)$  определяется соотношением вида [9, 13, 14]

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

Здесь первое слагаемое является коэффициентом ослабления атмосферы на длине волны лазерного излучения за вычетом исследуемых молекул, а второе – произведение сечения резонансного поглощения молекулы йода на их концентрацию.

Для реализации метода дифференциального поглощения и рассеяния [9] возьмём два лидарных уравнения типа (3) для двух частот лазерного излучения  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , которые определены выше и разделим одно на другое:

$$\frac{P(\nu_1, z)}{P(\nu_2, z)} = \frac{c_1 G_1(z) \int_{\nu_1 - \Gamma_1}^{\nu_1 + \Gamma_1} \exp\left[-2 \int_0^z k(\nu_1, z') dz'\right] - (\nu - \nu_1)^2 / (2\Gamma_1^2)}{c_2 G_2(z) \int_{\nu_2 - \Gamma_2}^{\nu_2 + \Gamma_2} \exp\left[-2 \int_0^z k(\nu_2, z') dz'\right] - (\nu - \nu_2)^2 / (2\Gamma_2^2)} \frac{\rho(\pi, \nu_1) A(\nu) d\nu}{\rho(\pi, \nu_2) A(\nu) d\nu}. \quad (5)$$

Заменяя  $k(\nu_1, z)$  в числителе (5) на выражение (4) 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 [1, 14]:

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{C_1 G_1(z) \int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\{-2 \int_0^z [k_0(v_1, z') + \sigma(v_1) N(z')] dz' - (v - v_1)^2 / (2\Gamma_1^2)\} \rho(\pi, v_1) A(v) dv}{C_2 G_2(z) \int_{v_2 - \Gamma_2}^{v_2 + \Gamma_2} \exp\{-2 \int_0^z k_0(v_2, z') dz' - (v - v_2)^2 / (2\Gamma_2^2)\} \rho(\pi, v_2) A(v) dv}. \quad (6)$$

Рассмотрим решение уравнения (6) при следующих предположениях. Аппроксимируем аппаратную функцию так же Гауссовой кривой с единичной амплитудой и будем считать коэффициенты отражения  $\rho(\pi, v)$  числами, величины которых были представлены в [4]. Тогда, с учётом лидарных констант в выражении (3), уравнение (6) перепишем в виде

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{\tau_1 P_1 \Gamma_2 G_1(z) \rho(\pi, v_1) \int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\{-2 \int_0^z [k_0(v_1, z') + \sigma(v_1) N(z')] dz' - (v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2) / (2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2)\} dv}{\Gamma_1 \tau_2 P_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2) \int_{v_2 - \Gamma_2}^{v_2 + \Gamma_2} \exp\{-2 \int_0^z k_0(v_2, z') dz' - (v - v_2)^2 (\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2) / (2\Gamma_2^2 \Gamma_a^2)\} dv}. \quad (7)$$

Будем считать, что атмосфера однородна, и коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере будет функцией только частоты  $k(v, z) = k(v)$ . Контур полосы поглощения молекул водорода аппроксимируем функцией Лоренца [1, 2] в виде:

$$\sigma(v) = \sigma_0(v_1) \frac{\Gamma_3}{\pi} \frac{1}{\Gamma_3^2 + (v - v_3)^2}, \quad (8)$$

где  $\sigma(v_1)$  – величина сечения поглощения молекулы водорода на частоте лазерного излучения  $v_1 = 125$  ТГц, которая находится в максимуме полосы поглощения молекул  $H_2$  и полушириной  $\Gamma_3 = 45,5$  ГГц, как и в [3]. Рассмотрим отдельно числитель выражения (7) с учётом (8):

$$\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \frac{1}{\pi} \frac{2\sigma_0(v_1)\Gamma_3}{\Gamma_3^2 + (v - v_3)^2} \int_0^z N(z') dz' - \frac{(v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2)}{2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2}\right\} dv. \quad (9)$$

Так как в знаменателе функции Лоренца расстояние от центра полосы до линии генерации  $v_3$  больше её полуширины  $(v - v_3) > \Gamma$ , то можно функцию приближённо заменить константой  $\sigma_0(v_1)$  и пренебречь зависимостью от частоты во втором слагаемом:

$$\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz' - \frac{(v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2)}{2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2}\right\} dv. \quad (10)$$

Последнюю экспоненту в (10) преобразуем, используя интеграл ошибок  $\text{erf}(\Gamma)$  [15], к виду

$$2\Gamma\Gamma_a \sqrt{\frac{2\pi}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'\right\}. \quad (11)$$

Используя выражение (11), уравнение (7) перепишем в виде:

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{\tau_1 P_1 G_1(z) \rho(\pi, v_1) \sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'\}}{\tau_2 P_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2) \sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\{-2k_0(v_2)z\}}. \quad (12)$$

Перейдём, как и ранее в [10, 16], к оптической плотности в виде:

$$D = \ln \frac{P(v_2, z)}{P(v_1, z)} = \ln \left[ \frac{E_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2) \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}}{E_1 G_1(z) \rho(\pi, v_1) \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}} \right] - \quad (13)$$

$$-2k_0(v_2)z + 2k_0(v_1)z + \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'.$$

Таким образом, лидарное уравнение (13) позволяет найти концентрацию исследуемых молекул, если известны остальные параметры задачи. Значит, задавая диапазон искомым концентраций молекул, можно оценить параметры требуемого варианта лидара.

## Результаты и обсуждение

На первом этапе для оценки величины сигнала рассеяния выполним численное решение лидарного уравнения для суммарного рассеяния Ми на аэрозольных частицах и молекулах газов в атмосфере в направлении назад в режиме синхронного счёта фотонов [10] для лазерного излучения на длине волны 2,4 мкм и перепишем уравнение (3) в числах фотонов [4] в виде:

$$n(z) = n_0 \cdot K_1 \cdot \Delta z \cdot G(z) f t \cdot S_0 \frac{\exp[-2 \int_0^z k(v_1, z') dz']}{z^2} \rho(\pi, v_1), \quad (14)$$

Причём величина суммарного коэффициента обратного рассеяния в атмосфере равна, по данным [1],  $\rho(\pi, v) = 10^{-7}$ .

Будем рассматривать однократное рассеяние и однородную атмосферу [2, 11]. Мерой сигнала рассеяния, как и в [4], будет длительность времени измерения  $t$ , которое выразим из уравнения (14) в виде

$$t = \frac{n(v, z) z^2}{B Y_1(v, z)}, \quad (15)$$

где  $Y_1(v, z) = n_0(z) T^2(\lambda, z) \rho$ .

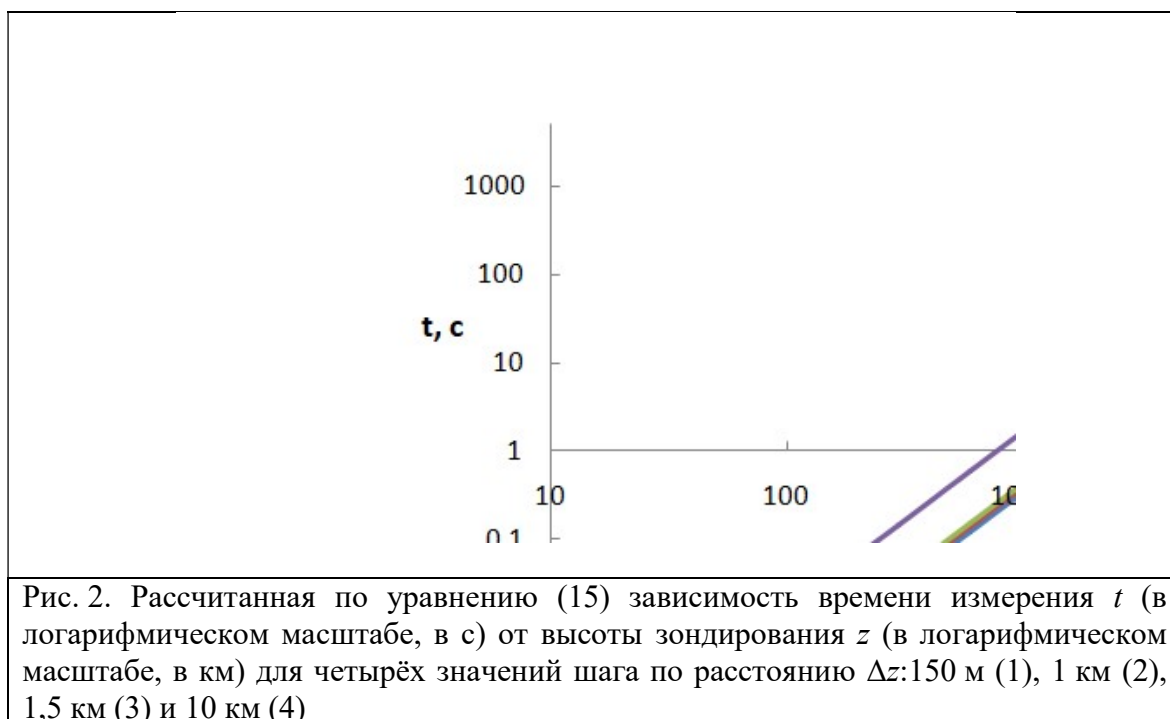
Для нашей экспериментальной ситуации возьмём концентрацию молекул водорода в диапазоне  $N(z) = 10^{11} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Значение максимума полосы валентных НН колебаний молекул  $\text{H}_2$  из [1–3] равно  $4161 \text{ см}^{-1}$  или 2,4 мкм. В качестве опорного канала взято лазерное излучение второго лазера с длиной волны 2,1 мкм. Значения коэффициентов ослабления для этих частот  $k(v_1, z)$  и  $k(v_2, z)$  по данным [8] равны соответственно  $0,08 \text{ км}^{-1}$  и  $0,09 \text{ км}^{-1}$ . Для полосы поглощения водорода максимальное значение сечения резонансного поглощения на длине волны 2,4 мкм по данным [3]  $\sigma_0(v_1) = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а полуширина этой полосы –  $\Gamma_3 = 45,5 \text{ ГГц}$  [9]. Значение лидарной константы  $K_1 = 0,49$  было измерено в [2, 3, 7], поперечное сечение зеркала приёмного телескопа лидара равно  $0,13 \text{ м}^2$ , а шаг по расстоянию  $\Delta z$  выбирался от 100 м до 10 км в зависимости от уровня концентрации исследуемых молекул и высоты нахождения космического аппарата. При расчётах пропускания атмосферы на заданных длинах волн учитывалась зависимость величины коэффициента ослабления  $k(v, z)$  от высоты  $z$  в соответствии с [8, С. 382].

Рассмотрим численное решение уравнения (15) в предположении, что  $G(z)$  для нашего случая равно 1, и за время измерения  $t$  будут зарегистрированы 200 фотонов. Зондирование молекул водорода производится с космического аппарата, находящегося как на геостационарной (или геосинхронной) орбите высотой 35786 км, так и с высоты орбиты 100 км и более для концентрации исследуемых молекул  $N(z) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Результаты решения уравнения (15) представлены на рис. 2.

Как следует из графика рис. 2 увеличение шага по расстоянию  $\Delta z$  в уравнении (15) на порядок приводит к пропорциональному увеличению времени измерения. Минимальное время измерения для высоты 100 км составит для шага по расстоянию 150 м почти 3,4 мс, а для шага 10 км – 16,5 мс, для высоты 600 км и шага 150 м – 123 мс, а шага 10 км – почти 600 мс при частоте следования лазерных импульсов 100 кГц. Для геостационарной орбиты с высотой 35786 км минимальное время измерения для шага по расстоянию 150 м равно 443 с, а для шага 10 км – 2142 с или 7,4 мин и почти 35,7 мин.

Для оценки потенциальных возможностей такой системы дистанционного зондирования молекул водорода в атмосфере с космической платформы было выполнено численное решение лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния (13), которое рассмотрим в предположении о равенстве всех констант в виде [16]:

$$D = \ln \frac{P(v_2, z)}{P(v_1, z)} = 2\alpha(v_1)z - 2\alpha(v_2)z + 2\sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'. \quad (16)$$



В общем случае оптическая плотность  $D$  при дифференциальном поглощении [10] определяется сечением резонансного поглощения  $\sigma_0$  исследуемых молекул, их концентрацией  $N(z)$  и толщиной поглощающего слоя атмосферы  $\Delta z$ . С другой стороны, эта оптическая плотность определяется логарифмом отношения лидарных сигналов или чисел фотонов на двух выбранных частотах или длинах волн лазерного излучения согласно лидарному уравнению (16).

Используя те же самые значения параметров задачи, по уравнению (16) были выполнены расчёты времени измерения  $t$  лидаром дифференциального поглощения и рассеяния для значения концентраций исследуемых молекул  $N(z) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и диапазона высот от 100 до 36000 км с шагом по расстоянию  $\Delta z$  от 50 до 10000 м. Результаты расчётов приведены на рис. 3.

Графики на рис. 3 показывают зависимость времени измерения лидарного сигнала от величины шага по высоте, причём для значения  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  эта длина составляет около 1 м, но в то же время для концентрации  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  длина трассы увеличивается почти до 10 км. Это связано с тем, что метод дифференциального поглощения имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведений концентрации на толщину поглощающего слоя, определяемого временем одного измерения  $t_1 = 2\Delta z/c$  [2]. Так как динамический диапазон фотоприемников ограничен [2], будем считать, что максимальное значение оптической плотности может быть равно 2. Для исследования зависимости оптической плотности  $D$  от величины шага по высоте  $\Delta z$  и уровня концентрации  $N(z)$  были выполнены расчёты по уравнению (16) для значений оптической плотности в диапазоне 0,1...2. На рис. 4 представлена зависимость оптической плотности в этом диапазоне значений шага по расстоянию  $\Delta z$  от уровня концентрации исследуемых молекул от  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

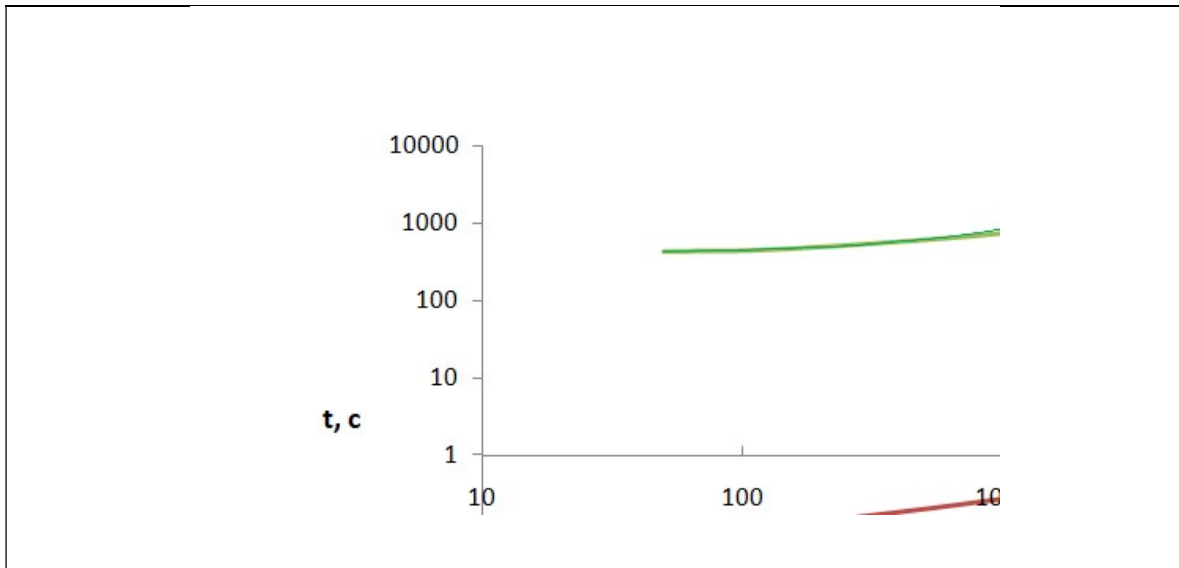


Рис. 3. Рассчитанная по уравнению (16) зависимость времени измерения  $t$  (в логарифмическом масштабе, в с) от значений шага по расстоянию  $\Delta z$  (в логарифмическом масштабе, в м) для трёх значений высоты зондирования  $z$ : 100 км (1), 600 км (2) и 36000 км (3)

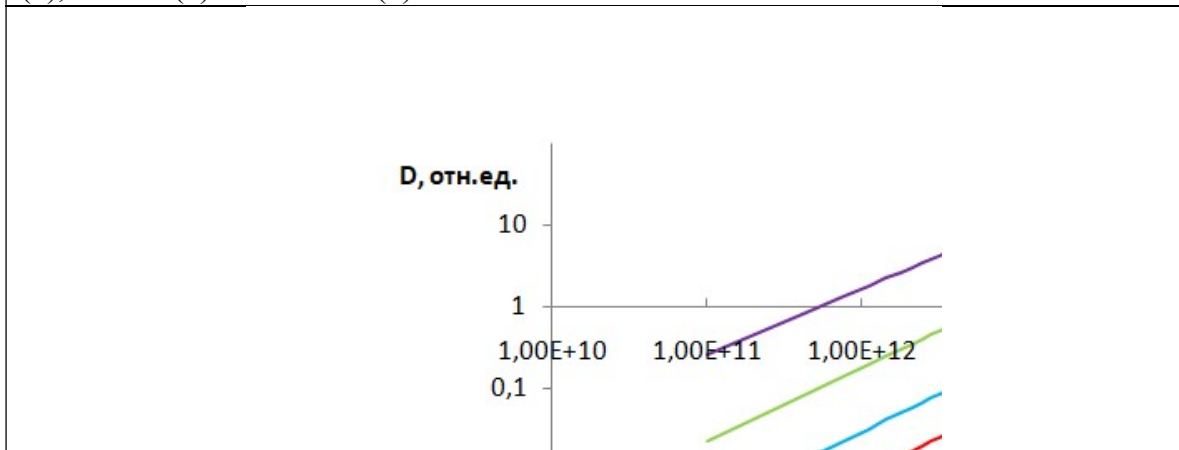


Рис. 4. График рассчитанной по уравнению (16) зависимости оптической плотности  $D$  (в логарифмическом масштабе, в отн. ед.) от значений концентрации молекул  $N(z)$  (в логарифмическом масштабе, в  $\text{см}^{-3}$ ) в диапазоне  $10^{11} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$  для четырёх значений шага по расстоянию  $\Delta z$ : 50 м (1), 150 м (2), 1,5 км (3) и 10 км (4)

Анализ графика на рис. 4 показывает возможность регистрации сигнала с концентрацией молекул  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  на трассах зондирования от 3,5 до 51 км, а если длина трассы постоянна и равна 10 км, то для тех же параметров лидара можно зарегистрировать уровни концентрации молекул водорода в диапазоне  $2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \dots 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что и подтверждается рис. 4.

## Заключение

Для оценки полученных результатов учтём перемещение космической платформы с лидаром. Эта платформа движется по круговой орбите со скоростью не менее 7,9 км/с. В то же время из-за вращения Земли поле зрения приёмного телескопа на её поверхности



перемещается со скоростью 464 м/с. Тогда эта точка на поверхности переместится за время измерения на минимальное расстояние около 992,96 км для времени измерения 2142 с на геостационарной орбите. Кроме того, поле зрения приемного телескопа с расходимостью приблизительно  $10^{-3}$  будет выглядеть на земной поверхности как круг с диаметром 36 км. Поэтому максимальный измерительный объем за время регистрации 2142 с для исследуемых молекул водорода будет равен  $357799,68 \text{ км}^3$  для высоты столба атмосферы 10000 м.

Таким, образом, анализ полученных результатов показывает, что время измерения для уровня концентрации исследуемых молекул водорода  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  на длине волны лазерного излучения 2,4 мкм и высоты от 100 до 36000 км лежит в диапазоне 3,4 мс...2142 с или 7,4 мин для такого варианта лидара дифференциального поглощения и рассеяния. Поэтому можно вести речь о регистрации таким лидаром с космической платформы концентрации исследуемых молекул водорода на уровне  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

### **Благодарности**

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ, проекты № 19-42-230004 и №19-45-230009

### **Конфликт интересов**

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

### **Список литературы**

1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М. Мир. 1987. 550 С.
2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы – СПб.: Лань, 2013 – 288 с.
3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере // ЖТФ. 999. Т. 69. №. 8. С. 65–68.
4. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Мониторинг молекул сероводорода в атмосферном пограничном слое лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса. // Оптический журнал. – 2018. – Т.85. – Вып.4. – С. 49–52.
5. Murray E. R., Hake R. D., Jr., Van der Laan J. E., Hawley J. G. Atmospheric water vapour measurement with a 10 micrometer DIAL system // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. No. 4. P. 542–543.
6. Privalov V. E., Shemanin V. G. Lidars for Control and Measurements // Proceedings of SPIE. 1998. V. 3345. P. 6–10.
7. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидара дифференциального поглощения для обнаружения молекулярного йода в атмосфере // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 2. С. 40–42.
8. Справочник по лазерам. Под ред. А. М. Прохорова Т.И. – М.: Советское Радио, 1978 – 591 с.
9. Зуев В. В., Катаев М. Ю., Макогон М. М., Мицель А. А. Лидарный метод дифференциального поглощения. Современное состояние исследований // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 8. С. 1136–1164.

*Лазеры. Измерения. Информация. 2021. Том № 01. № 04 (04)*  
<https://lasers-measurement-information.ru>

10. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное уравнение с учетом конечной ширины линии генерации лазера. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 2. С. 170–180.
11. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд-во НТЛ. 2010. С. 178–181.
12. Долгих Г. И., Привалов В. Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Изд. Дальнаука, 2009. 202 с.
13. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. [Уравнение лазерного зондирования для реального аэрозольного лидара](#). // Фотоника. 2013. № 2(38), С. 72–78.
14. Privalov V. E., Shemanin V. G. Molecular Iodine Laser Monitoring in Atmosphere. // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 4316. P. 36–42.
15. Математическая энциклопедия, Т. 2 /Под ред. И. М. Виноградова. М.: Сов. Энциклопедия. 1979, С. 566, 567.
16. Privalov V. E., Shemanin V. G. The Lidar Equation Solution Depending on the Laser Radiation Line Width Studies // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2013. V. 22, No. 4. P. 244–249. DOI: 10.3103/S1060992X13040073

### **Probing of hydrogen molecules in the atmosphere with a differential absorption and scattering lidar from space**

<sup>1\*</sup> Privalov V. E., <sup>2</sup> Shemanin V. G.

<sup>1</sup> 195251, Russia, St. Petersburg, st. Polytechnic, 29,  
 Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

<sup>2</sup> 353900, Russia, Novorossiysk, st. Myskhakskoe highway, 75,  
 branch of the Belgorod State Technological University named after V. G. Shukhov in  
 Novorossiysk

Computer simulation of the lidar differential absorption and scattering equation taking into account the half-widths of the laser generation lines and the instrumental function of the lidar itself for monitoring hydrogen molecules in the atmospheric boundary layer at a concentration level of the order of  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> and higher from a space orbit in the altitude range from 100 km to geostationary orbits is carried out in the present work. It was found that the measurement time for such a concentration level at a laser radiation wavelength of 2.4 microns and an altitude of 100 to 36000 km lies in the range of 3.4 ms ... 2142 s or 7.4 minutes.

*Key words:* differential absorption lidar, monitoring of hydrogen molecules, lidar equation.