

3. Сысоев Ю. С., Тихомирова А. И. Анализ стабильности работы измерительных приборов посредством стохастического прогнозирования дрейфа их метрологических характеристик // Измерительная техника. 2012. № 6. С. 14—20; Sysoev Yu. S., Tikhomirova A. I. Analysis of the operational stability of measurement instruments by stochastic prediction of drift in their metrological characteristics // Measurement Techniques. V. 55. N. 6. P. 613—621.

4. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. Т. 1. М.: Мир. 1967.

5. Клейнрок Л. Теория массового обслуживания. М.: Машиностроение. 1979.

6. Гнеденко Б. Г., Коваленко И. Н. Введение в теорию массового обслуживания. М.: Наука. 1966.

7. ГОСТ 8.625—2006. Термометры сопротивления из платины, меди и никеля. Общие технические требования и методы испытаний.

Дата принятия 09.09.2014 г.

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

551.510

Измерение реальным лидаром мощности комбинационного рассеяния света молекулами водорода

В. Е. ПРИВАЛОВ*, В. Г. ШЕМАНИН**

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С-Петербург, Россия, e-mail: vaevpriv@yandex.ru

** Новороссийский политехнический институт, Новороссийск, Россия

Проанализировано влияние спектральной ширины линии генерации лазера и ширины аппаратной функции спектроанализатора лидара на погрешность измерения мощности комбинационного рассеяния света при зондировании молекул водорода в атмосфере. Учет этих факторов приводит к уменьшению относительной погрешности измерения мощности.

Ключевые слова: лидар комбинационного рассеяния света, молекулы водорода, мощность, спектральная ширина линии.

The effect laser spectral linewidth and apparatus function width in the Raman lidar at sensing the hydrogen molecules in atmosphere have been analyzed for the lidar signal power measurement error estimation. This spectral linewidth influence is shown up in the measurement relative error decreasing for the entire range of sensing.

Key words: Raman lidar, hydrogen molecules, power, spectral linewidth.

Лидарное уравнение для рассеяния Ми аэрозольными частицами в направлении 180° (или назад) с учетом ширины линии генерации лазера было получено в [1—3]. Решение этого уравнения дало увеличение мощности упругого рассеяния назад до 1,4 раза на расстоянии зондирования более 1 км. В [4] показана необходимость учета конечной ширины линии генерации лазера в результатах зондирования при использовании широкополосных лазерных источников в лидарах дифференциального поглощения и рассеяния. Можно предположить, что использование таких лазеров с конечной шириной линии генерации в лидарах комбинационного рассеяния света также требует учета влияния ширины линии генерации на результаты зондирования.

Цель данной работы — учет ширины линии генерации лазера в лидаре комбинационного рассеяния света при зондировании молекул водорода в атмосфере и оценка относительной погрешности лидарного сигнала.

Рассмотрим оптическую схему лидара комбинационного рассеяния света, приведенную на рис. 1. Оптическая ось приемного телескопа направлена вдоль лазерного луча. Диаграммы направленности излучателя θ_n и приемного телескопа θ_r , как и в [3], малы и примерно равны $\theta_n \approx \theta_r \approx 10^{-4} \dots 10^{-3} \ll 1$, поэтому их мгновенный диаметр определим как $d_n \approx \theta_n z$. Для телесных углов, определяющих расходимость зондирующего лазерного излучения $\Omega_n = \pi \theta_n^2$ и поле зрения приемного телескопа $\Omega_r = \pi \theta_r^2$, справедливо соотношение $\Omega_n < \Omega_r < 1$.

Как и в [2], передающую систему лидара характеризуем мощностью посылаемого в атмосферу лазерного излучения P_0 , длительностью импульса лазера τ_n , а линию генерации лазера считаем гауссовой с максимумом на частоте ν_0 и полушириной Γ . Тогда мощность лазерного излучения можно представить в виде [4]:

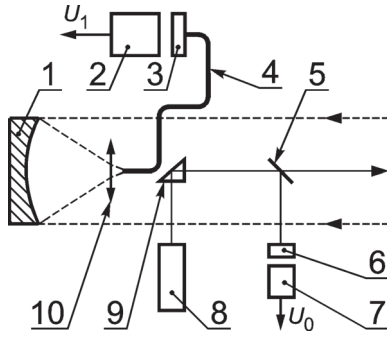


Рис. 1. Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света: 1 — сферическое зеркало; 2 — фотоэлектронный умножитель; 3, 6 — интерференционные светофильтры; 4 — световод; 5 — стеклянная пластина; 7 — фотодиод; 8 — лазер; 9 — призма; 10 — объект

$$P_1 = P_0 \int_{\nu_0 - \Gamma}^{\nu_0 + \Gamma} \Phi(\nu) d\nu,$$

где

$$\Phi(\nu) = (\sqrt{2\pi} \Gamma)^{-1} \exp\left\{-(\nu - \nu_0)^2 / (2\Gamma^2)\right\}.$$

Это означает, что на интервал $d\nu$ приходится мощность

$$dP_1 = P_0 \Phi(\nu) d\nu.$$

Площадь приемной апертуры телескопа обозначим через S_0 . Оптические характеристики атмосферы на трассе зондирования z зададим коэффициентом ослабления $\alpha(\nu, z)$, а молекул водорода — дифференциальным сечением комбинационного рассеяния света $d\sigma(\nu_0, \nu_p)/d\Omega$ и концентрацией $N(z)$ молекул. Аналогично [1] рассмотрим однократное комбинационное рассеяние и однородную атмосферу.

Пусть в момент времени $t = 0$ в атмосферу в заданном направлении z лазер посылает импульс длительностью τ_L и пиковой мощностью P_0 . Предположим, что распределение интенсивности по поперечному сечению лазерного луча равномерное, значит интенсивность излучения, находящегося на расстоянии $z \gg c\tau_L$ и рассеянного в направлении 180° (или назад) заданными молекулами концентрацией $N(z)$, в объеме атмосферы V , на частоте ν в интервале частот $d\nu$, можно записать в виде [6]:

$$dI(\nu, z) = \sigma(\nu_0, \nu_p) dI_0(\nu, z) N(z) V / (4\pi z^2), \quad (1)$$

где $dI_0(\nu, z)$, $dI(\nu, z)$ — интенсивности падающего излучения и комбинационного рассеяния на частоте ν в интервале частот $d\nu$.

На вход приемного телескопа в любой момент времени t приходит излучение из рассеивающего объема, ограниченного диаграммой направленности излучателя и длительностью зондирующего импульса, $V = c\tau_L \pi \theta_L^2 z^2 / 2$, где c — скорость света; $\pi \theta_L^2 z^2$ — освещаемая площадь или поперечное сечение лазерного луча на расстоянии z .

Интенсивность падающего на объем V лазерного излучения на частоте ν в интервале частот $d\nu$:

$$dI_0(\nu, z) = P_0 \Phi(\nu) T_1(\nu, z) d\nu / (4\pi \theta_L^2 z^2), \quad (2)$$

где $T_1(\nu, z)$ — пропускание или прозрачность на частоте ν в линии генерации лазера участка трассы от лидара до исследуемого объема [6],

$$T(\nu, z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(\nu, r) dr\right]. \quad (3)$$

Подставив (2) в (1), получим выражение для интенсивности комбинационного рассеяния света:

$$dI(\nu, z) = c\tau_L P_0 \Phi(\nu) \sigma(\nu_0, \nu) N T_1(\nu, z) d\nu / (8\pi z^2). \quad (4)$$

Тогда в общем случае мощность рассеянного назад излучения на частоте ν_p в интервале $d\nu$, поступающего на фотоприемник лидара, определяется выражением [5]:

$$dP(\nu, z) = A(\nu) dI(\nu, z) T_2(\nu_p, z) S_0 G(z), \quad (5)$$

где $A(\nu)$ — спектральный коэффициент пропускания приемной системы лидара [1, 6] или его аппаратная функция; $T_2(\nu_p, z)$ — пропускание или прозрачность на частоте ν_p максимума линии комбинационного рассеяния света на участке трассы от лидара до исследуемого объема, определяемое по (3); $G(z)$ — геометрическая функция лидара, $0 < G(z) < 1$ [2, 6].

Подставив в (5) интенсивность $dI(\nu, z)$ из (4), найдем выражение, аналогичное лидарному уравнению в [6]:

$$dP(\nu, z) = \frac{c\tau_L}{2z^2} S_0 G(z) P_0 A(\nu) \Phi(\nu) \frac{d\sigma(\nu_0, \nu_p)}{d\Omega} \times \\ \times N(z) T_1(\nu, z) T_2(\nu, z) d\nu, \quad (6)$$

где $d\sigma(\nu_0, \nu_p)/d\Omega = \sigma(\nu_0, \nu_p)/(4\pi)$.

Считаем, что спектроанализатор лидара или интерференционный фильтр настроен на максимум линии комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами и полуширина аппаратной функции Γ_a намного больше полуширины Γ_p этой линии: $\Gamma_a > \Gamma_p > \Gamma$. Проинтегрировав (6) по частоте от $(\nu_p - \Gamma_a)$ до $(\nu_p + \Gamma_a)$, получим выражение для полной мощности на фотоприемнике лидара:

$$P(\nu, z) = \frac{c\tau_L}{2z^2} S_0 G(z) P_0 N(z) \Phi(\nu) \frac{d\sigma(\nu_0, \nu_p)}{d\Omega} T_1(\nu, z) \times \\ \times \int_{\nu_p - \Gamma_a}^{\nu_p + \Gamma_a} T_2(\nu, z) A(\nu) d\nu. \quad (7)$$

Пусть максимумы линии генерации лазера ν_0 и линии комбинационного рассеяния ν_p находятся на таком расстоянии друг от друга, что перекрытия линий не наблюдается. Подставим (3) в (7) и получим лидарное уравнение для комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины Γ :

$$P(v, z) = \frac{CG(z)N(z)}{z^2} \frac{d\sigma(v_0, v_p)}{d\Omega} \exp \left[- \int_0^z \alpha(v_0, r) dr \right] \times \\ \times \int_{v_p - \Gamma_a}^{v_p + \Gamma_a} \exp \left[- \int_0^z \alpha(v_p, r) dr \right] A(v) dv, \quad (8)$$

где $C = \sigma_L P_0 S_0 / (2\sqrt{2\pi} \Gamma)$ — постоянная.

Оценим погрешности решения уравнения (8) при следующих предположениях. Аппроксимируем аппаратную функцию гауссовой кривой с единичной амплитудой $A(v) = \exp \left[-(v - v_0)^2 / (2\Gamma_a^2) \right]$.

Для вычисления погрешности находим дифференциал

$$dP(v, z) = \frac{CG(z)N(z)}{z^2} \frac{d\sigma(v_0, v_p)}{d\Omega} \exp \left[- \int_0^z \{ \alpha(v_0, r) + \alpha(v_p, r) \} dr \right] \times \\ \times \exp \left[-(v - v_0)^2 / (2\Gamma_a^2) \right] dv.$$

Считая $\alpha(z)$, $d\sigma(v_0, v_p)/d\Omega$ мало зависящими от частоты v в исследуемом диапазоне $2\Gamma_a$, заменим дифференциалы на конечные приращения:

$$\Delta P(v, z) = \frac{CG(z)N(z)}{z^2} \frac{d\sigma(v_0, v_p)}{d\Omega} \exp \left\{ - \left[\alpha(v_0, r) + \alpha(v_p, r) \right] z \right\} \times \\ \times \exp \left[-(v - v_0)^2 / (2\Gamma_a^2) \right] \Delta v. \quad (9)$$

Разделив (9) на (8), получим окончательное выражение для относительной погрешности измерения мощности сигнала комбинационного рассеяния молекулами водорода в атмосфере:

$$\Delta P(v, z) / P(v, z) = \\ = C_1 \exp \left[-(v - v_0)^2 / (2\Gamma_a^2) \right] \Delta v / \left(\Gamma_a \operatorname{erf} \left(1 / \sqrt{2} \right) \right), \quad (10)$$

в котором последняя экспонента в (8) записана как интеграл ошибок [2].

Рассмотрим численное решение уравнения (9), полагая $G(z) = 1$ и что значения полуширины аппаратной функции лидара Γ_a лежат в диапазоне 10—100 ГГц. Для данной экспериментальной ситуации из [7, 8] примем концентрацию молекул водорода $N(z) = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Импульсы излучения второй гармоники YAG—Nd-лазера на длине волны 532 нм имеют длительность 10 нс и энергию 10 мДж, что дает пиковую мощность $P_0 = 1 \text{ МВт}$. Частоты максимумов линий генерации лазера и линии комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами водорода v_0 , v_p рассчитаем по известным длинам волн $\lambda_0 = 532 \text{ нм}$ и $\lambda_R = 683 \text{ нм}$. Используем измеренное в [7] значение суммарного (по поляризации) дифференциального сечения чисто колебательного комбинационного рассеяния света молекулами водорода, равное $(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$, а из [9] возьмем значения $\alpha(v_0, r) = 0,17 \text{ км}^{-1}$, $\alpha(v_p, r) = 0,15 \text{ км}^{-1}$. Ранее было сделано предположение, что полуширина аппаратной функции на порядок

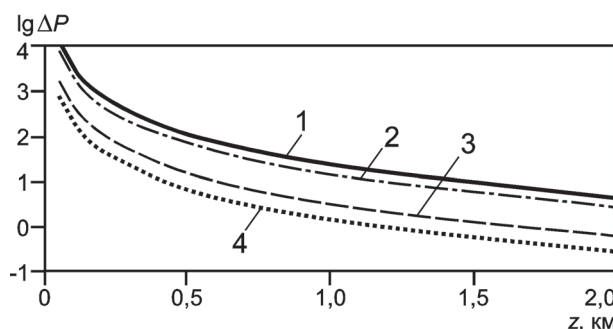


Рис. 2. Рассчитанная по (9) логарифмическая зависимость абсолютной погрешности мощности ΔP от расстояния зондирования z для $\Gamma = 1 \text{ ГГц}$ (кривые 1—3 соответствуют диапазонам интегрирования по частоте 0, Γ_a , $2\Gamma_a$) и $\Gamma = 10 \text{ ГГц}$ (кривая 4)

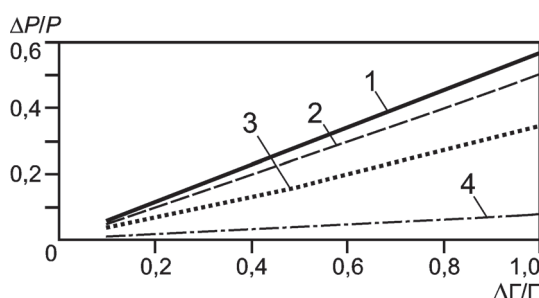


Рис. 3. Рассчитанная по (10) зависимость относительной погрешности мощности $\Delta P/P$ от относительной погрешности полуширины аппаратной функции лидара $\Delta \Gamma / \Gamma$ для разных диапазонов интегрирования по частоте 0; $0,5\Gamma_a$; Γ_a , $2\Gamma_a$, соответственно кривые 1—4

больше, чем полуширина линии генерации лазера, что вполне допустимо для промышленных лазеров и интерференционных светофильтров в качестве спектроанализатора лидара [1]. Для такого случая решим (9) для двух значений полуширины линии генерации лазера $\Gamma = 1$; 10 ГГц . Диапазоны интегрирования по частоте выбраны равными 0, Γ_a и $2\Gamma_a$, а диапазон расстояния зондирования 0,05—2,0 км. Результаты решения для однократного рассеяния представлены на рис. 2.

Учет полуширины линии генерации лазера (см. рис. 2) приводит к уменьшению абсолютной погрешности измерений мощности комбинационного рассеяния света молекулами водорода в атмосфере с увеличением полуширины в среднем на порядок. Такой же эффект вызывает увеличение диапазона интегрирования по частоте, причем эта абсолютная погрешность сильно зависит от расстояния зондирования.

На рис. 3 показана зависимость относительной погрешности измерений мощности комбинационного рассеяния света для тех же параметров задачи и $\Gamma = 1 \text{ ГГц}$, рассчитанная по (10). Увеличение диапазона интегрирования по частоте приводит к уменьшению относительной погрешности измерений $\Delta P/P$ мощности комбинационного рассеяния света молекулами водорода в атмосфере (примерно в 1,5 раза при увеличении диапазона в 2 раза) для всего диапазона расстояний зондирования. Максимальное различие относительной погрешности мощности $\Delta P/P$ при относительной погрешности измерений полуширины аппаратной функции порядка 20 % составляет почти 2 порядка от 1,54 % (для минимального диапазона интегрирования по частоте) до 11,35 % (для диапазона интегрирования $2\Gamma_a$).

Детальные исследования метрологических характеристик и методов калибровки лидара комбинационного рассеяния света по отношениям сечений комбинационного рассеяния исследуемыми молекулами к сечениям комбинационного рассеяния основных компонентов атмосферы в [10] позволяют заключить, что относительные погрешности измерений мощности в такой экспериментальной ситуации не превысят 25 %, что согласуется с полученными результатами и позволяет ограничить диапазон интегрирования по частоте при решении уравнения (10).

Таким образом, учет ширины линии генерации лазера и ширины аппаратной функции спектроанализатора лидара комбинационного рассеяния света приводит к уменьшению относительной погрешности измерений мощности комбинационного рассеяния света молекулами водорода в атмосфере для всего диапазона расстояний зондирования.

Л и т е р а т у р а

1. Privalov V. E., Shemanin V. G. The lidar equation solution depending on the laser radiation line width studies // Opt. Memory Neural Networks (Information Optics). 2013. V. 22. N. 4. P. 244—249.
2. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Измерение мощности упругого рассеяния атмосферного аэрозоля реальным лидаром // Измерительная техника. 2014. № 4. С. 19—21; Privalov V. E., Shemanin V. G. Measurement of the Power of Elastic Scattering of Atmospheric Aerosol by a Physical Lidar // Measurement Techniques. 2014. V. 57. N. 4. P. 396—400.

3. Креков Г. М. и др. Лидарное уравнение для широкополосного оптического излучения // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 15. С. 8—15.

4. Долгих Г. И., Привалов В. Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009.

5. Донченко В. А. и др. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд-во научно-технической литературы, 2010.

6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987.

7. Воронина Э. И., Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Зондирование молекул водорода на лабораторном лидаре КР // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 5. С. 14—17.

8. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лазерное зондирование молекул водорода в атмосфере // Фотоника. 2010. № 1(10). С. 26—27.

9. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. СПб.: Изд-во Балтийского гос. техн. ун-та, 2001.

10. Иванов Е. К. и др. Особенности метрологического обеспечения СКР-лидаров для контроля загрязнений атмосферы // Измерительная техника. 1985. № 5. С. 56—57; Ivanov E. K. Metrological support to RSS lidars in atmospheric pollution monitoring // Measurement Techniques. 1985. V. 28. N. 5. P. 467—470.

Дата принятия 02.10.2014 г.

621.383+681.78.01

Определение пространственного разрешения оптико-электронной измерительной системы с помощью критерия О. Шаде

И. П. ТОРШИНА, Ю. Г. ЯКУШЕНКОВ

Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия,
e-mail: yakush@miigaik.ru

Рассмотрена методика определения пространственного разрешения оптико-электронной измерительной системы с помощью критерия О. Шаде. Приведены примеры функций передачи модуляции отдельных звеньев данной системы, являющихся субмоделями общей компьютерной модели, необходимой для определения пространственного разрешения.

Ключевые слова: оптико-электронная система, пространственное разрешение, критерий О. Шаде.

The determination of electro-optical measurement system spatial resolution by using the O. Shade criterion has been considered. The examples of modulation transfer functions for this system separated chain links blocks are presented. These functions are the submodels of general computer model needed for determination of the spatial resolution.

Key words: optical-electronic system, spatial resolution, O. Shade criterion.

Одним из важных показателей критериев качества работы оптико-электронной системы (ОЭС) является ее разрешение — пространственное, спектральное, энергетическое и динамическое (временное). Перечисленные виды разрешения характеризуют предельные возможности получения требуемой точности измерений, проводимых с помощью ОЭС в различных условиях эксплуатации, например в статическом

или динамическом режимах работы, а также при разнообразных сочетаниях информативного сигнала, создаваемого наблюдаемым или отслеживаемым объектом, и шумов (помех, фона).

В настоящей статье изучено пространственное разрешение, определяющее, главным образом, погрешности линейных и угловых измерений с применением ОЭС, работающей в статическом режиме.