

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 621.373.826

С.Д. Бураков, А.П. Годлевский, С.А. Останин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО МЕТОДА
ИЗМЕРЕНИЯ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ
В ОБЛАСТИ 10 МКМ НА НАТУРНЫХ ТРАССАХ

Приводятся результаты измерения коэффициента ослабления на атмосферной трассе устройствами на основе лазера с длинным резонатором. Показано, что использование дополнительного зеркала в резонаторе позволяет расширить диапазон измеряемых коэффициентов ослабления до значений порядка 50 км^{-1} . Проведены оценки дисперсии флуктуаций интенсивности излучения лазера с двухзеркальным и трехзеркальным резонаторами.

В работах [1–3] показана возможность использования лазерных систем на основе когерентных внутрирезонаторных приемников для решения различных задач атмосферной оптики. В работах [3, 4] исследован CO_2 -лазер с выносным зеркалом с длиной резонатора более 100 м в турбулентной атмосфере и показана принципиальная возможность измерения коэффициента ослабления с высокой чувствительностью в области 10 мкм. В данной работе рассматриваются результаты дальнейших исследований измерителя коэффициента ослабления реальной атмосферы на основе CO_2 -лазера с выносным отражателем в конце трассы. Цель настоящих исследований состояла в определении абсолютных значений регистрируемых коэффициентов ослабления и расширении диапазона измерений до больших оптических толщ.

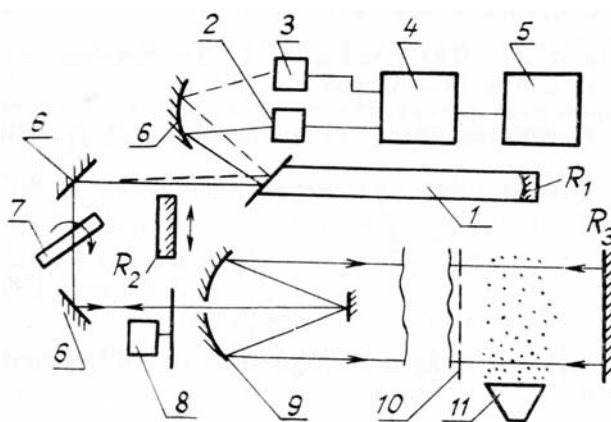


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – газоразрядная трубка ГЛ-501; 2, 3 – фотоприемники; 4 – АЦП; 5 – вычислительный комплекс «МЕРА-660»; 6 – зеркала; 7 – пластинка из ZnSe; 8 – обтюратор; 9 – телескоп; 10 – пленка; 11 – генератор аэрозоля; R_1 , R_2 , R_3 – зеркала резонатора

На рис. 1 приведена оптическая схема установки. В отличие от [4] нами использовалась газоразрядная трубка ГЛ-501, имеющая больший коэффициент усиления по сравнению с ГЛ-502 и высокостабилизированный блок питания трубки, что позволило получать непрерывную генерацию при длине резонатора более 100 м и величине структурной характеристики показателя преломления $C_n^2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$.

Данная установка отличалась тем, что в ней использовался калиброванный ослабитель (пластина из ZnSe под углом, близким к углу Брюстера). Его помещали между торцом газоразрядной трубки и коллиматором. Между торцом трубки и калибровочным ослабителем устанавливалось зеркало с различным коэффициентом отражения, являющееся одновременно зеркалом резонатора (R_2). Запись сигнала осуществлялась на магнитную пленку, а затем обрабатывалась на ЭВМ «МЕРА-660».

Как показано в работе [4], минимально регистрируемый коэффициент поглощения на основе CO_2 -лазера с длинным двухзеркальным резонатором составил $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. В данной статье приведены результаты экспериментов, целью которых являлось определение диапазона изменения оптической толщи ослабления аэрозолем, помещенного в резонатор лазера. В этих экспериментах использовался искусст-

венный водный аэрозоль с наиболее вероятным распределением по диаметрам 1–2 мкм и с известной концентрацией. Измерения показали, что при оптической толщине водного аэрозоля порядка $\sim 0,083$ генерация лазера прекращается. В этом случае концентрация частиц в луче составляла $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Используя полученные в [4] соотношения для дисперсии смещения центра тяжести пучка, получим следующее выражение для дисперсии флуктуаций мощности генерации σ_2 в случае двухзеркального резонатора:

$$\sigma_2 = \frac{2}{\pi} \langle P \rangle \left[\arccos \sqrt{1 - \frac{\langle R_c^2 \rangle}{4A^2}} + \frac{\langle R_c^2 \rangle}{A^2} \sqrt{1 - \frac{\langle R_c^2 \rangle}{4A^2}} \right], \quad (1)$$

где $\langle P \rangle$ – измеряемая средняя мощность генерации; A – выходная апертура коллиматора; среднее квадратическое смещение $\langle R_c^2 \rangle = 2,72L^3 C_\varepsilon^2 (A/2)^{-1/3} (1 - b^{-1/6})$, L – длина трассы; C_ε^2 – структурная характеристика диэлектрической проницаемости; $b = \hat{\kappa} h \sqrt{2} / \pi A$, $\hat{\kappa}$ – постоянная Кармана; h – расстояние от поверхности земли до центра пучка.

Получим аналогичное соотношение для трехзеркального резонатора. Исходя из зависимости мощности генерации от величины внешнего сигнала, найденной в [5], для σ_3 можно получить:

$$\sigma_3 = \frac{GWv \langle \beta \rangle}{\tau (Q - \langle \beta \rangle)}, \quad (2)$$

где $\beta = 1 / 2(L_p \ln(1 + \langle \Delta I \rangle))$; G – превышение мощности накачки над ее пороговым значением; W – сечение возбуждения; v – скорость света в активном элементе; τ – время спонтанного высвечивания активных центров; Q – добротность резонатора; L_p – длина резонатора лазера; $\langle \Delta I \rangle$ – средняя интенсивность, соответствующая вкладу интерференционного члена.

Рассмотрим результат взаимодействия опорного $E_0 = A_0 \exp(i\omega_0 t + \varphi_0)$ и сигнального поля $E_s = A_s \exp(i\omega_0 t + \varphi_s)$, получившего возмущение фазы и амплитуды. При интерференции на полупрозрачном зеркале с пропусканием R

$$I = R \int_S (E_0 + E_s)(E_0^* + E_s^*) ds.$$

Интегрирование производится по сечению капилляра газоразрядной трубки S диаметром D . При условии $A_0 \gg A_s$, практически всегда реализуемом на практике, квадратичным членом по A_s^2 можно пренебречь. Член, пропорциональный A_0^2 , определяет уровень постоянной составляющей интенсивности поля на зеркале. Усреднение по ансамблю реализаций случайного поля диэлектрической проницаемости ε дает (аналогично [6]):

$$\langle \Delta I(t) \rangle = R^{1/2} \pi D^2 \langle A_0 A_s \rangle \int_0^D \left(\arccos \frac{r}{D} - \frac{r}{D} \sqrt{1 - \frac{r^2}{D^2}} \right) \Gamma_2(x, r) r dr. \quad (3)$$

Функция пространственной когерентности определяется как

$$\Gamma_2(x, r) = \exp(-A^{5/3} 0,365 C_\varepsilon^2 \kappa^2 L), \quad (4)$$

где L – длина дополнительного резонатора; κ – волновое число.

Из (2)–(4) видно, что рост C_n^2 приводит к уменьшению средней мощности генерации лазера. Этот вывод подтверждается экспериментально полученными амплитудными спектрами мощности генерации при различных величинах C_n^2 .

Таким образом, из (2)–(4) находится дисперсия флуктуации мощности генерации для случая, когда радиус когерентности сигнального поля больше диаметра капилляра.

С целью исследований спектра частоты флуктуаций и амплитуды мощности генерации лазера с двух- и трехзеркальным резонатором на приземной трассе при различных метеоусловиях была проведена серия экспериментальных измерений.

Как ранее указывалось, благодаря газоразрядной трубке с большим коэффициентом усиления (примерно на порядок) непрерывная генерация лазера с двухзеркальным резонатором реализовалась практически при любой турбулентности атмосферы.

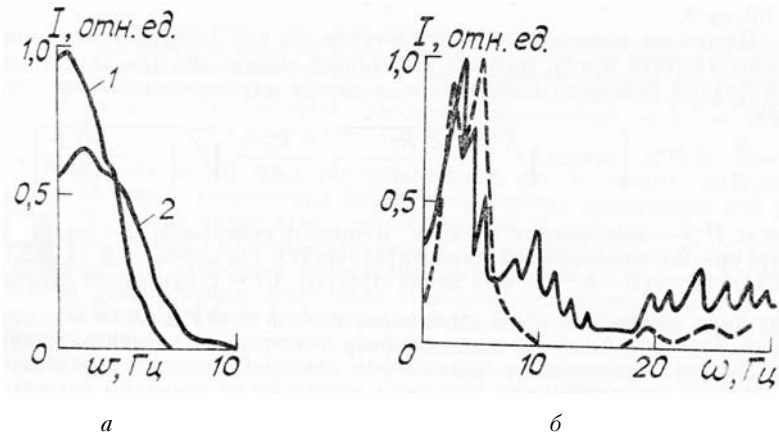


Рис. 2. Спектр флуктуаций интенсивности генерации лазера: *a* – двухзеркальный резонатор, слабая (1) и сильная (2) турбулентность; *б* – R_2 – пластинка из ZnSe (сплошная линия); R_2 – из Ge (штриховая)

На рис. 2, *a* показан пример частотного спектра флуктуации интенсивности генерации при слабой (1) и сильной (2) турбулентности. При различных метеоусловиях атмосферы наблюдалась низкая частота флуктуации интенсивности генерации. Максимальная частота доходила до 5–8 Гц, а наиболее вероятная составляла 2–3 Гц. Низкая частота флуктуаций интенсивности связана с качанием пучка за счет рефракции, тогда как в связи с полным перехватом пучка перераспределение интенсивности и фазы по сечению капилляра трубки на генерационные характеристики лазера не сказывается.

В ряде практических задач требуется проводить измерения в широком диапазоне оптических толщ, и в частности, для их больших значений (туман, осадки, дым и др.). С этой целью нами был исследован CO_2 -лазер с трехзеркальным резонатором, в котором чувствительность к ослаблению на трассе можно изменять. Пассивная часть резонатора находилась в реальной атмосфере и ее длина составляла 110 м.

При установке между трубкой и телескопом третьего зеркала резонатора (R_2) частотный спектр флуктуаций интенсивности генерации лазера существенно изменяется. В области больших частот 20 Гц наблюдается второй максимум, обусловленный интерференционными явлениями на зеркале R_2 . Причем его величина зависит как от турбулентных характеристик атмосферы, так и от величины коэффициента отражения R зеркала R_2 , т.е. соотношения интенсивностей излучения в пассивной и активной частях резонаторов. В данных экспериментах эпизодически измерялась структурная характеристика флуктуаций коэффициента преломления атмосферы C_n^2 по спектру флуктуаций интенсивности He–Ne-лазера, измеряемой точечным фотоприемником.

На рис. 2, *б*, показан пример частотного спектра флуктуаций интенсивности лазера с трехзеркальным резонатором при $C_n^2 \sim 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ и при различных значениях зеркала R_2 . В качестве зеркала R_2 последовательно устанавливались пластинки из ZnSe с нанесенным отражающим покрытием и Ge. Как видно из рисунков, величина высокочастотного максимума зависит от интенсивности излучения в пассивной части резонатора. В данном случае от коэффициента отражения R_2 .

Вид частотного спектра лазера с трехзеркальным резонатором объясняется следующими соображениями. Первый, низкочастотный максимум, обусловлен качанием пучка, второй – флуктуациями фазы излучения за счет оптических неоднородностей в атмосфере по трассе. То есть в спектре мощности генерации появляется высокочастотная составляющая, связанная с быстроосциллирующим интерференционным членом $A_0 A_s \cos \Delta \varphi$, где $\Delta \varphi$ – интегральное по трассе приращение фазы. Величина второго максимума при одной и той же турбулентности будет наибольшей в случае равенства полей в активной и пассивной части резонатора $A_0 = A_s$. Величина высокочастотного максимума также зависит от турбулентных характеристик атмосферы и его наибольшее значение наблюдалось при высокой турбулентности $C_n^2 \sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ (ветер, изменение температуры). Как отмечалось в работе [4], максимальное значение амплитуды излучения было практически одинаково при различных C_n^2 и зависело лишь от времени выборки значений мгновенной мощности. Данная ситуация реализовывалась как для двухзеркального, так и для трехзеркального резонатора.

Экспериментальная работа по определению прозрачности атмосферы лазером с двух и трехзеркальным резонатором в абсолютных значениях проводилась несколькими методами. Вначале исследовалось изменение мощности генерации и ее динамический диапазон при внесении в двухзеркальный резонатор калибровочных потерь, величина которых плавно варьировалась. Для этих целей использовалось вращение вокруг оси, перпендикулярной оси резонатора тонкой пластинки из ZnSe. Минимум потерь на отражение от двух плоскостей пластинки имеет место при равенстве углов наклона

пластинки углу Брюстера θ_B . Известно, что изменение коэффициента отражения пластинки от угла наклона $\Delta\theta$ определяется выражением:

$$R(\Delta\theta) = \frac{\operatorname{tg}^2 \left[\theta_B + \Delta\theta - \arcsin \frac{\sin(\theta_B + \Delta\theta)}{n} \right]}{\operatorname{tg}^2 \left[\theta_B + \Delta\theta + \arcsin \frac{\sin(\theta_B + \Delta\theta)}{n} \right]} \quad (5)$$

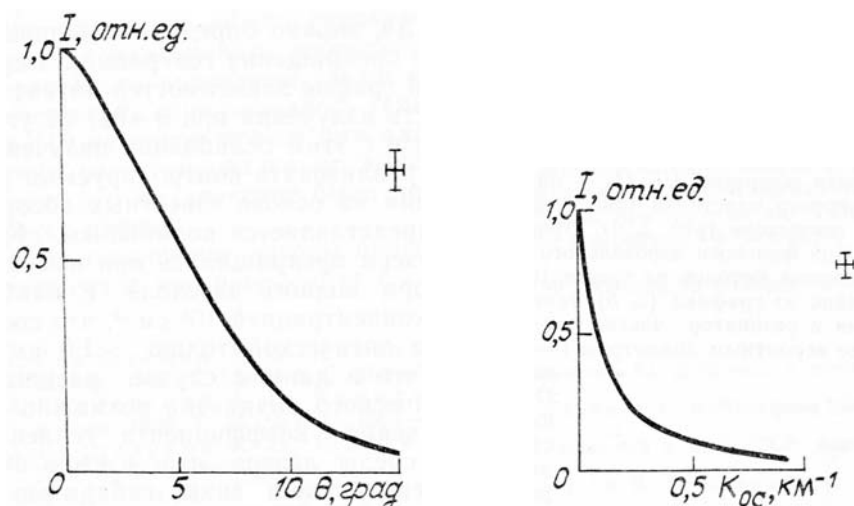


Рис. 3. Калибровочные графики: *a* — зависимость интенсивности излучения угла наклона пластинки; *b* — зависимость интенсивности от коэффициента ослабления κ_{0c}

Измерив угол наклона пластинки $\Delta\theta$, можно определить величину вносимых потерь в резонатор вплоть до прекращения генерации лазера. На рис. 3, *a*, *b* приведен калибровочный график зависимостей интенсивности генерации I/I_0 (I_0 — интенсивность излучения при $\theta = \theta_B$) от угла поворота пластинки (рис. 3, *a*) и в связи с этим ослабления излучения в резонаторе (рис. 3, *b*). Практически реализовать контролируемые условия фонового аэрозольного ослабления на основе известных абсорбционных методов на трассе 100 м не представляется возможным. Как видно из графика (3, *b*), генерация лазера прекращалась при помещении в резонатор частиц от генератора водного аэрозоля с наиболее вероятным диаметром 1–2 мкм и концентрацией 10^4 см^{-3} , что соответствовало оптической толщине $\sim 1,0 \text{ км}^{-1}$. Очевидно, что в данном случае расширение динамического диапазона возможно за счет увеличения коэффициента усиления активной среды лазера, что, в свою очередь, приведет к увеличению габаритов и энергоемкости устройства. Данные обстоятельства затрудняют использование метода в ряде практических задач, например, в транспортируемом варианте. При работе с трехзеркальным резонатором, когда вклад в генерацию вносит дополнительное зеркало резонатора R_2 , установленное до телескопа, возможно снижение чувствительности устройства к ослаблению излучения на трассе. При этом в связи с высокой чувствительностью лазера к слабому излучению (до 10^{-12} Вт/Гц), возвращенному в резонатор [2], возможно измерение больших оптических толщ.

В экспериментах с трехзеркальным резонатором в его пассивной части устанавливался генератор водного аэрозоля, концентрацию которого можно было ступенчато изменять за счет изменения диаметра всасывающего сопла. Использовалась также тиоцетановая пленка толщиной 50 мкм. Кроме того, были проведены измерения в естественном тумане. Создаваемые оптические толщи измерялись обычным абсорбционным методом. Для исключения случайных погрешностей при измерениях этим методом определение ослабления проводилось на той же установке, т.е. использовалась та же оптико-электронная аппаратура и те же параметры пучка, при этом выносное зеркало поворачивалось на небольшой угол и излучение поступало на второй фотоприемник. Измерялось отношение I/I_0 , где I , I_0 интенсивности, измеренные фотоприемниками 2, 3 соответственно. Затем по закону Бугера вычислялись коэффициенты ослабления. В том случае, когда измерения коэффициентов ослабления внутрирезонаторным методом невозможно проводить абсорбционным методом в области малых поглощений, мы в несколько раз увеличивали оптические толщи и после измерений проводили соответствующий перерасчет. Из результатов измерений κ_{0c} , полученных с помощью лазера с двухзеркальным резонатором и трехзеркальным с различными коэффициентами отражения зеркала R_2 и при одних и тех же параметрах атмосферы (рис. 4), видно, что на основе внутрирезонаторного метода возможно непрерывное перекрытие диапазонов измерений κ_{0c} , если варьировать добротность пассивной и активной части резонаторов. Были проведены также измерения в естественном тумане, где в качестве R_2 ис-

пользовалось германиевое зеркало. Следует отметить, что на 110-метровой трассе при дальности видимости 30–40 м сигнал уверенно регистрировался от выносного зеркала, при $\kappa_{oc} \sim 50 \text{ км}^{-1}$. Примерно это же значение было получено при помещении в резонатор на трассе пленки.

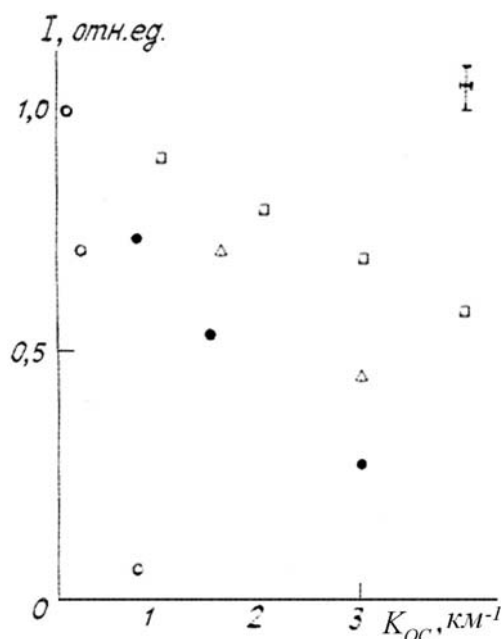


Рис. 4. Результаты измерения коэффициента ослабления κ_{oc} : светлые кружки — R_2 отсутствует; темные кружки — $R_2 = 20\%$ (KBr); треугольники — $R_2 = 40\%$ (ZnSe); квадратики — $R_2 = 70\%$ (Ge)

В заключение авторы благодарят А.Ф. Жукова за помощь в экспериментах при измерениях C_n^2

1. Годлевский А.П., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. //Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53. № 1. С. 150–154.
2. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Лазарев С.В. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 6. С. 1301–1304.
3. Годлевский А.П., Шарин П.П. //Изв. вузов МВ и ССО СССР. Физика. Деп. № 2973-B86. С. 11.
4. Бураков С.Д., Годлевский А.П., Носов В.В., Останин С.А. //Оптика атмосферы. 1988. № 6. С. 34–39.
5. Бураков С.Д., Копытин Ю.Д. //Труды 8 Всес. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы Томск: ИОА СО АН СССР. 1984. Ч. 2. С. 353–356.
6. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
7. Зуев В.Е., Кабанов М.В., Пхалагов Ю.А. //Известия вузов СССР. Физика. 1972. № 5. С. 42–46.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск
СКБ научного приборостроения «Оптика» СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
21 февраля 1989 г.

S.D. Burakov, A.P. Godlevskii, S.A. Ostanin. **Investigation of the Intracavity Technique for Atmospheric Transmission Measurements in $10 \mu\text{m}$ Region.**

Some results of field measurements of the atmospheric extinction coefficients made using a laser with long resonator are presented. It is shown that the use of an additional mirror in the laser cavity enables one to widen the range of extinction coefficient values measured up to 50 км^{-1} . The variances of the laser intensity fluctuations are estimated in the paper for two and three mirrors resonators.