

Дальность действия лидара дифференциального поглощения на основе CO₂-лазера

М.В.Иващенко, И.В.Шерстов

Смоделированы дальности эхолокации и зондирования этилена в атмосфере лидаром дифференциального поглощения на основе ТЕА CO₂-лазеров. Установлено, что дальность эхолокации лидара имеет близкую к логарифмической зависимость от энергии и пиковой мощности зондирующих импульсов. Показано, что применение узкополосных спектральных фильтров оправдано при использовании малощумящих детекторов и углах зрения приемника более 5 мрад. Проведены оценки относительной погрешности измерения концентрации этилена в атмосфере в различных режимах регистрации.

Ключевые слова: лидар, газоанализ, дифференциальное поглощение, CO₂-лазер.

Введение

В 1994 г. в Томском Институте оптики атмосферы (ИОА) СО РАН, был разработан прототип мобильного лидара дифференциального поглощения (ЛДП) на основе перестраиваемых ТЕА CO₂-лазеров. Лазерная установка для этого лидара изготовлена в Институте лазерной физики (ИЛФ) СО РАН, Новосибирск. Лидар был смонтирован в транспортируемой кабине военного образца, его монтаж и полевые испытания произвела группа сотрудников ИОА и ИЛФ в 1995 г. на территории Корейского института развития науки и техники (Korean Advanced Institute of Science and Technology (KAIST), Тэджон, Республика Корея) [1–3]. С корейской стороны в работах принимала участие группа Х.Д.Конга [4, 5].

В ИЛФ продолжают исследования по созданию мобильного ЛДП с дальностью действия более 10 км. К настоящему времени разработана и изготовлена модернизированная лазерная установка [6], которая может быть использована в стационарном или мобильном варианте ЛДП для проведения широкомасштабного оперативного мониторинга атмосферы на большой территории. В состав установки входят два перестраиваемых импульсно-периодических ТЕА CO₂-лазера, излучающих пары оптических импульсов на 85 линиях переходов 00⁰1–10⁰0 и 00⁰1–02⁰0 молекулы ¹²C¹⁶O₂. На 60 линиях генерации энергия импульсов превышает 4 Дж, а на отдельных сильных линиях энергия излучения достигает 8–9 Дж. Подробное описание разработанных лазеров дано в [7, 8].

В настоящей работе анализируется влияние различных факторов на дальность эхолокации лидара и оценивается дальность зондирования этилена в атмосфере с помощью ЛДП на базе разработанной лазерной установки.

Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3

Поступила в редакцию 26 ноября 1999 г., после доработки – 17 апреля 2000 г.

1. Основные выражения

Рассмотрим биаксиальный ЛДП, схема которого представлена на рис.1. Лазеры 1 и 2 излучают на длинах волн λ_1 и λ_2 в соответствии с методикой дифференциального поглощения [9]. С помощью поворотных зеркал излучения лазеров пространственно совмещаются на одной оси и направляются в атмосферу с малой временной задержкой между импульсами, удовлетворяя условию «замороженной» атмосферы [10]. Часть излучения лазеров отводится плоской пластиной 6 из NaCl для контроля выходной мощности и фокусируется линзой 7 на площадку контрольного детектора 8. Зондирующие пучки с заданной апертурой $2a_c$ и расходимостью 2θ формируются выходным коллиматором 9. Приемный телескоп лидара 5 собирает оптические эхосигналы и фокусирует их на площадку сигнального детектора 4. Угол зрения приемника 2φ определяется апертурой и положением полевой диафрагмы 3. Оси приемника и передатчика лидара разнесены на некоторое расстояние b_0 , что позволяет уменьшить динамический диапазон принимаемых детектором 4 оптических сигналов. При этом эффективная площадь приемника определяется геометрическим фактором лидара $G(R)$, который находится в пределах 0–1 [11, 12].

Рассмотрим три возможных режима регистрации лидарных эхосигналов. В первом режиме, называемом DAS

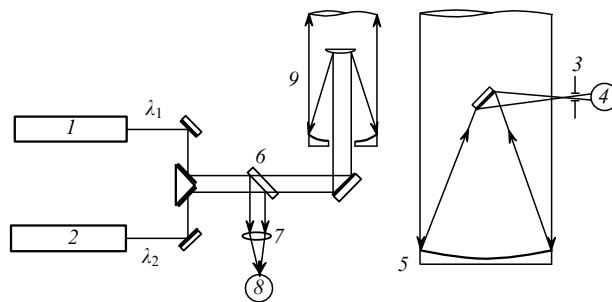


Рис.1. Схема лидара дифференциального поглощения: 1,2 – перестраиваемые ТЕА CO₂-лазеры; 3 – полевая диафрагма; 4 – сигнальный детектор; 5 – приемный телескоп; 6 – плоская пластина из NaCl; 7 – линза; 8 – контрольный детектор; 9 – выходной коллиматор.

(Differential Absorption and Scattering – дифференциальное поглощение и рассеяние) [9], в качестве распределенного отражателя используется атмосферный аэрозоль. В этом режиме возможно дистанционное измерение профилей концентрации газовых примесей в верхней полусфере пространства с пространственным разрешением. Во втором режиме измерений, называемом ТТ (Topographic Target – топографическая мишень), регистрируются эхосигналы, диффузно отраженные от различных топографических объектов. В этом случае возможно определение с высокой чувствительностью усредненных концентраций газовых примесей на длинных трассах по отдельным направлениям, соответствующим азимуту топомишенной. Третий режим является частным случаем ТТ-режима при использовании в качестве мишени зеркального рефлектора; назовем этот режим ТТР (ТТ Retroreflector). Мощности единичных эхосигналов, детектируемых приемником лидара в перечисленных выше режимах измерений, описываются формулами [9, 13]

$$P_{\text{DAS}}(R) = \frac{cEK_1K_2\beta_\pi(\lambda)}{2} \left(\frac{A}{R^2} \right) G(R)T^2, \quad (1)$$

$$P_{\text{TT}}(R) = PK_1K_2\rho \left(\frac{A}{R^2} \right) G(R)T^2, \quad (2)$$

$$P_{\text{TTR}}(R) = \frac{PK_1K_2K_3d^4}{4\pi(1.22\lambda\theta)^2} \left(\frac{A}{R^4} \right) G(R)T^2, \quad (3)$$

где R – расстояние; E и P – энергия и пиковая мощность импульсов излучения лазера; c – скорость света; K_1 , K_2 , K_3 – оптические эффективности передатчика лидара, приемника лидара и рефлектора соответственно; ρ – отражательная способность топомишени в единицу телесного угла; θ – половинный угол расходимости зондирующего пучка; A – площадь апертуры приемника; d – диаметр апертуры рефлектора; $\beta_\pi(\lambda)$ – объемный коэффициент обратного рассеяния атмосферного аэрозоля;

$$T = \exp \left\{ - \int [a_g(\lambda, z) + a_a(\lambda, z)] dz \right\}$$

– пропускание атмосферы на длине волны зондирования; a_g и a_a – коэффициенты ослабления излучения из-за поглощения молекулярными газами и атмосферным аэрозолем соответственно.

Рассмотрим отношение сигнал/шум ε для случая детектирования одиночных лидарных эхосигналов. Основным ограничивающим фактором является дробовой шум детектора. В этом случае ε можно записать в виде [13]

$$\varepsilon = \frac{I_s}{[2eB(I_s + I_b + I_d)]^{1/2}}, \quad (4)$$

где I_s – сигнальный ток детектора; I_b – ток детектора, обусловленный фоновой засветкой; I_d – темновой ток детектора; e – заряд электрона; B – ширина электрической полосы пропускания детектора. Перепишем выражение (4) в единицах оптической мощности, воспользовавшись следующими известными соотношениями [13]:

$$S_d = \frac{\eta e}{h\nu}, \quad (5)$$

$$D^* = S_d \left(\frac{A_d}{2eI_d} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$P_{\text{ne}} = \frac{\sqrt{A_d}}{D^*}, \quad (7)$$

$$I_d = \left(\frac{S_d}{D^*} \right)^2 A_d / 2e = \left(\frac{P_{\text{ne}} \eta e}{h\nu} \right)^2 / 2e, \quad (8)$$

где S_d – ватт-амперная чувствительность детектора; η – квантовая эффективность детектора; $h\nu$ – энергия кванта; D^* – обнаружительная способность детектора; A_d – площадь приемной площадки детектора; P_{ne} – эквивалентная мощность шума детектора. С учетом формул (4)–(8) ε принимает вид

$$\varepsilon = \frac{P_s}{[2B(P_s + P_b)h\nu/\eta + BP_{\text{ne}}^2]^{1/2}}, \quad (9)$$

где P_s – мощность принимаемого оптического сигнала в соответствующем режиме измерений;

$$P_b = K_2 B_a(\lambda) A \Omega \Delta \lambda \quad (10)$$

– мощность фонового излучения атмосферы, падающего на площадку детектора; $B_a(\lambda)$ – яркость фонового излучения; $\Omega = \pi \varphi^2$ – телесный угол зрения приемника; φ – половинный угол зрения приемника; $\Delta \lambda$ – спектральная ширина полосы пропускания приемника.

2. Численное моделирование

Рассмотрим влияние различных факторов, определяющих дальность эхолокации лидара на горизонтальных трассах в приземном слое атмосферы. Все расчеты проведем для перехода $10P(14)$ полосы $00^0_1 - 10^0_0$ молекулы $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ (длина волны $\lambda = 10.53$ мкм), на которой зондируется этилен [14, 15]. В табл.1 представлены исходные параметры рассматриваемого ЛДП. Выходная апертура зондирующих пучков $2a_1$ выбрана такой, чтобы избежать нелинейного поглощения излучения воздухом. Для этого согласно [16] интенсивность излучения при атмосферном давлении воздуха не должна превышать ~ 0.8 МВт/см 2 .

Табл.1.

Передатчик	
Модовый состав излучения	ТЕМ $_{nm}$
Энергия импульсов излучения E	7 Дж
Пиковая мощность импульсов излучения P	70 МВт
Оптическая эффективность формирователя пучка K_1	0.7
Выходной диаметр зондирующего пучка $2a_1$	120 мм
Расходимость зондирующего пучка 2θ	1 мрад
Приемник	
Диаметр приемной апертуры телескопа $2a_2$	500 мм
Фокусное расстояние телескопа f	1500 мм
Угол зрения приемника 2φ	1.5 мрад
Оптическая эффективность приемника K_2	0.8
Ширина полосы пропускания электронного тракта B :	
DAS-режим	1 МГц
ТТ- и ТТР-режимы	30 МГц
Расстояние между осями передатчика и приемника b_0	400 мм
Угол схождения осей передатчика и приемника ψ	0 мрад
Топомишень и рефлектор	
Отражательная способность топомишени ρ [23]	0.01 ср $^{-1}$
Диаметр апертуры рефлектора d	150 мм
Оптическая эффективность рефлектора K_3	0.5

Табл.2.

Номер детектора	Тип детектора	Рабочая температура (К)	Обнаружительная способность D^* (см·Гц ^{1/2} /Вт)	Размер чувствительной площадки (мм)	$P_{не}$ (Вт/Гц ^{1/2})	Спектральная полоса пропускания $\Delta\lambda$ (мкм)
1	HgCdTe	77	$4 \cdot 10^{10}$	1	$2.2 \cdot 10^{-12}$	4
2	HgMnTe	77	$2 \cdot 10^{11}$	0.5	$2.2 \cdot 10^{-13}$	4

Угол зрения приемника лидара 2φ превышает расходимость зондирующих пучков 2θ в 1.5 раза. В расчетах использовались фоновые концентрации атмосферных газовых примесей, а также следующие параметры приземного слоя стандартных атмосферных условий лета средних широт для длины волны $\lambda = 10.53$ мкм: коэффициент ослабления излучения из-за поглощения молекулярными газами $\alpha_g = 0.227$ км⁻¹ [17], коэффициенты ослабления и обратного рассеяния атмосферного аэрозоля соответственно $\alpha_a = 0.03047$ км⁻¹ и $\beta_p = 9.967 \cdot 10^{-5}$ км⁻¹·ср⁻¹ [18], $B_a(\lambda) = 10^{-4}$ Вт/см²·ср·мкм [19].

Рассмотрим два вида детекторов (поз. 4 на рис.1), которые могут быть использованы в приемнике лидара и параметры которых приведены в табл.2. Детектор 1 представляет собой типичный HgCdTe-фотодиод, охлаждаемый жидким азотом, детектор 2 – HgMnTe-фотодиод модели MMT10-111-0.5 производства компании Vringose Corp. of America, имеющий более высокую обнаружительную способность.

На рис.2 представлены расчетные зависимости отношения сигнал/шум ε от расстояния R для трех режимов эхолокации (DAS, ТТ, ТТR) при использовании детекторов 1, 2 и регистрации одиночных лидарных эхосигналов. Как видно из рис.2, для рассматриваемой версии лидара при использовании детектора 2 дальность эхолокации при $\varepsilon = 1$ составляет в DAS-режиме ~10 км (кривая 2), в ТТ-режиме ~21 км (кривая 4), в ТТR-режиме ~40 км (кривая 6). Отметим, что дальности эхолокации во всех режимах больше в случае детектора 2, чем детектора 1, причем влияние $P_{не}$ используемого детектора наиболее заметно в DAS-режиме измерений (кривые 1, 2).

Рассмотрим влияние угла зрения приемника лидара на дальность зондирования. Как известно [14], использование в лидаре больших углов зрения приводит к уменьшению погрешности измерения концентрации газовых примесей в атмосфере. При увеличении угла зрения приемника мощность полезного сигнала не меняется, а мощность фонового излучения, падающего на детектор, уве-

личивается, что отражается на отношении ε и дальности зондирования. Будем придерживаться отношения между углом зрения приемника лидара и расходимостью зондирующего пучка $\varphi/\theta = 1.5$.

На рис.3 представлены расчетные зависимости дальности эхолокации от полного угла зрения приемника при условии $\varepsilon = 1$ для трех режимов измерений и двух детекторов при прочих параметрах лидара, перечисленных в табл.1. Заметно существенное преимущество при использовании детектора с меньшим $P_{не}$ (детектор 2). В DAS- и ТТ-режимах при использовании детектора 1 (кривые 1, 4) в диапазоне изменения углов зрения 0.1 – 10 мрад дальность эхолокации практически не меняется, поскольку основным ограничивающим фактором в этом случае является собственный шум детектора 1. При использовании детектора 2 (кривые 2, 5) слабая зависимость от угла зрения приемника наблюдается в диапазоне от 0.1 до 2–3 мрад, затем с увеличением угла зрения дальность эхолокации падает. В ТТR-режиме (кривые 7, 8) при увеличении угла зрения дальность эхолокации лидара падает из-за уменьшения степени перехвата рефлектором зондирующего пучка. Кроме того, на рис.3 для сравнения представлены результаты расчета дальности эхолокации в случае использования детектора 2 совместно с узкополосным спектральным фильтром, имеющим ширину полосы пропускания 0.2 мкм и коэффициент пропускания 0.5 (кривые 3, 6, 9). Как видно из рис.3, во всех режимах измерений применение спектрального фильтра дает выигрыш лишь при углах зрения более 5 мрад, а при малых углах зрения ухудшает чувствительность приемника лидара.

Рассмотрим влияние площади апертуры приемника на дальность зондирования лидара. При увеличении площади приемного телескопа возрастают регистрируемые мощности как полезного сигнала, так и фоновой засветки. На рис.4 представлены расчетные зависимости дальности эхолокации от площади приемного телескопа при $\varepsilon = 1$ для трех режимов регистрации и двух детекто-

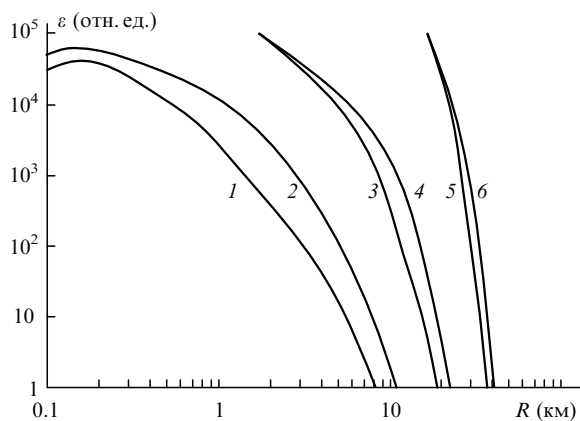


Рис.2. Расчетные зависимости отношения сигнал/шум от расстояния при регистрации одиночных лидарных эхосигналов в DAS- (1, 2), ТТ- (3, 4) и ТТR- (5, 6) режимах измерений при использовании детекторов 1 (1, 3, 5) и 2 (2, 4, 6).

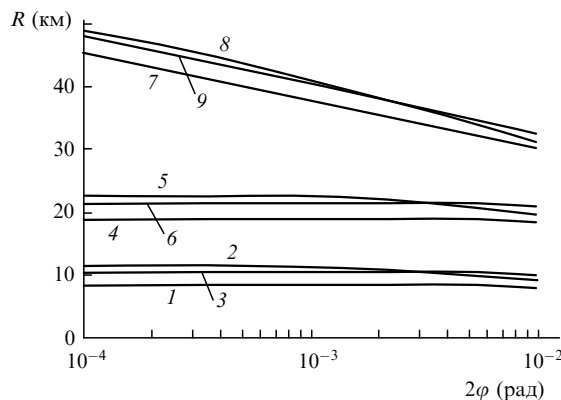


Рис.3. Расчетные зависимости дальности эхолокации от полного угла зрения приемника лидара при $\varepsilon = 1$ в DAS- (1, 2, 3), ТТ- (4, 5, 6) и ТТR- (7, 8, 9) режимах измерений при использовании детекторов 1 (1, 4, 7) и 2 (2, 5, 8), а также детектора 2 совместно с узкополосным спектральным фильтром (3, 6, 9).

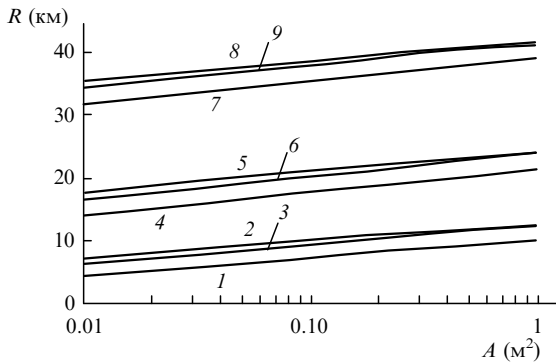


Рис.4. Расчетные зависимости дальности эхолокации от площади приемного телескопа лидара при $\varepsilon = 1$ в DAS- (1, 2, 3), TT- (4, 5, 6) и TTR- (7, 8, 9) режимах измерений при использовании детектора 1 (1, 4, 7) и 2 (2, 5, 8), а также детектора 2 совместно с узкополосным спектральным фильтром (3, 6, 9).

ров, в том числе совместно с описанным выше спектральным фильтром. Остальные параметры лидара соответствуют приведенным в табл. 1. Как видно из рис.4, при увеличении площади приемного телескопа дальность эхолокации во всех режимах измерений растет практически логарифмически. Заметно существенное преимущество при использовании детектора с меньшим $P_{\text{пс}}$ (детектор 2). Однако применение узкополосного спектрального фильтра (кривые 3, 6, 9) в этом случае не дает выигрыша. Отметим также, что увеличение площади приемного телескопа с 0.1 до 1 м² приведет к незначительному возрастанию дальности эхолокации во всех режимах измерений: в DAS-режиме на ~24 % (кривая 2), в TT-режиме на ~13 % (кривая 5), в TTR-режиме на ~8 % (кривая 8).

Рассмотрим влияние энергетических параметров зондирующего излучения на дальность эхолокации рассматриваемого лидара. На рис.5 представлены расчетные зависимости дальности эхолокации от энергии и пиковой мощности зондирующих импульсов при $\varepsilon = 1$ для трех режимов регистрации и двух детекторов при прочих параметрах лидара, приведенных в табл.1. При увеличении энергии и пиковой мощности дальность эхолокации во всех трех режимах возрастает, причем ход расчетных кривых достаточно точно описывается эмпирическим уравнением

$$R_i(W) = c_{1i} \lg(c_{2i}W + c_{3i}) + c_{4i}, \quad (11)$$

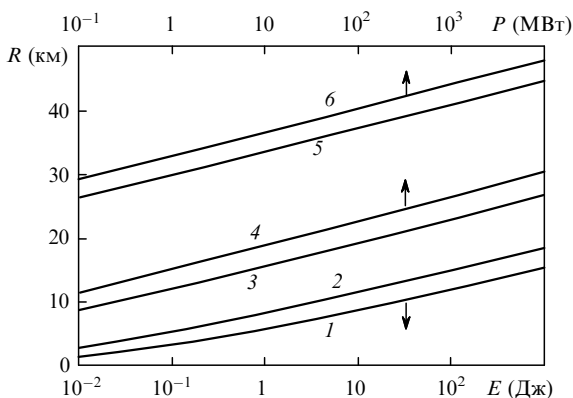


Рис.5. Расчетные зависимости дальности эхолокации от энергии и пиковой мощности зондирующих импульсов при $\varepsilon = 1$ в DAS- (1, 2), TT- (3, 4) и TTR- (5, 6) режимах измерений при использовании детекторов 1 (1, 3, 5) и 2 (2, 4, 6).

где R_i – дальность эхолокации при условии $\varepsilon = 1$; индекс i обозначает режим измерений (DAS, TT, TTR); W – энергия или пиковая мощность зондирующих импульсов; $c_{1i} - c_{4i}$ – численные коэффициенты. Так, в частности, кривые 1, 3, 5 на рис.5 при использовании детектора 1 с погрешностью ~10 % описываются уравнениями

$$R_{\text{DAS}}(E) = 3.14 \lg(68.3E + 3.47) - 0.0614,$$

$$R_{\text{TT}}(P) = 3.71 \lg(3.71 \cdot 10^3 P + 19.7) + 2.48,$$

$$R_{\text{TTR}}(P) = 3.71 \lg(6.16 \cdot 10^8 P + 1.29 \cdot 10^7) + 2.67,$$

где R выражается в километрах, E – в джоулях, P – в мегаваттах.

Отметим, что в широком диапазоне изменения энергии и пиковой мощности зондирующих импульсов при использовании детекторов 1 и 2 наблюдается некоторая постоянная разница в дальности эхолокации в пользу детектора 2: для TT- (кривые 3, 4) и TTR-режимов (кривые 5, 6) она равна ~3 км, для DAS-режима – от 1.5 до 3 км (кривые 1, 2). Кроме того, из рис.5 видно, что десятикратное увеличение энергии импульсов (с 10 до 100 Дж) и пиковой мощности (с 100 до 1000 МВт) приведет к незначительному возрастанию дальности эхолокации во всех режимах измерений: в DAS-режиме на ~30 % (кривая 2), в TT-режиме на ~15 % (кривая 4), в TTR-режиме на ~10 % (кривая 6). Таким образом, увеличение энергетических параметров лазеров по сравнению с реализованными в [7, 8] для использования в мобильном или стационарном ЛДП нецелесообразно.

Рассмотрим влияние ослабления излучения в атмосфере на дальность зондирования лидара. В проведенных выше расчетах использовался интегральный коэффициент ослабления излучения $\alpha = 0.257 \text{ км}^{-1}$, обусловленный поглощением молекулярных газов (α_g) и ослаблением аэрозолем (α_a). Однако коэффициент α заметно различен у разных авторов. Так, например, в работе [20] $\alpha \approx 0.05 - 0.07 \text{ км}^{-1}$, а в работе [15] для разных длин волн он составляет ~0.35 км⁻¹. Представляет интерес анализ дальности зондирования атмосферы при различных коэффициентах ослабления.

На рис.6 представлены расчетные зависимости дальности эхолокации лидара от суммарного коэффициента ослабления излучения в атмосфере при $\varepsilon = 1$ для трех режимов регистрации и двух детекторов, остальные параметры перечислены в табл.1. При расчете кривых 1, 2 (DAS-режим) параметр $\beta_{\text{п}}$ не изменялся. Как видно из рис.6, детектор 2 (кривые 2, 4, 6) имеет преимущество перед детектором 1 (кривые 1, 3, 5). С уменьшением атмосферного ослабления α до 0.1 км⁻¹ при выбранных параметрах лидара дальность эхолокации достигает ~21, 49 и 83 км для DAS-, TT- и TTR-режимов соответственно. Настоящие оценки в основном согласуются с достигнутой в [20] дальностью зондирования SF₆ в TT-режиме регистрации (~16 км). Оценки дальности эхолокации для TTR-режима, проведенные в настоящей работе и в [20], полностью совпадают.

Рассмотрим погрешности измерения концентрации газовой примеси в атмосфере. Выражение для относительной погрешности δ_N [13] в случае пренебрежения изменением рассеивающих свойств среды в спектральном интервале перестройки длины волн $\lambda_1 - \lambda_2$ (on line – off line) можно записать в виде [21]

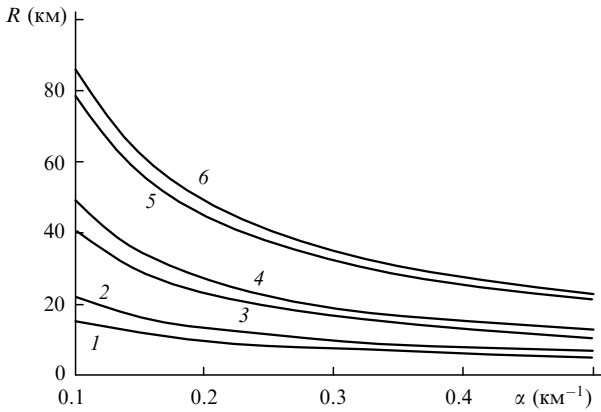


Рис.6. Расчетные зависимости дальности эхолокации от суммарного коэффициента ослабления излучения в атмосфере при $\epsilon = 1$ в DAS- (*1, 2*), ТТ- (*3, 4*) и ТТR- (*5, 6*) режимах измерений при использовании детекторов *1 (1, 3, 5)* и *2 (2, 4, 6)*.

$$\delta_N = \left[\frac{\delta_1^2(R) + \delta_1^2(R + \Delta R) + \delta_2^2(R) + \delta_2^2(R + \Delta R)}{n(2\sigma_{12}N\Delta R)^2} + \delta_K^2 + \delta_F^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

где σ_{12} – дифференциальный коэффициент поглощения; N – концентрация газовой примеси; $\delta_j = \epsilon_j^{-1}$ – относительные погрешности измерения мощности лидарных эхосигналов; индексы $j = 1, 2$ соответствуют зондированию на длинах волн λ_1 и λ_2 ; n – число импульсов излучения; ΔR – пространственное разрешение; δ_K и δ_F – относительные погрешности определения коэффициента дифференциального поглощения и погрешности влияния мешающих газов. Последние две величины есть систематические погрешности и они не связаны с шумами детектора.

Оценим относительную погрешность измерения концентрации этилена в атмосфере согласно формуле (12), приняв для расчетов $N = 40$ млрд⁻¹ (удвоенное фоновое значение [15]), $\sigma_{12} = 32$ см⁻¹/атм при зондировании на длинах волн излучения CO₂-лазера $10P(14)$ и $10P(22)$ [10, 15], $n = 10$, относительные погрешности измерения выходной мощности лазеров контрольным детектором $\delta_i(R = 0) \sim 0.001$ (в ТТ- и ТТR-режимах), $\delta_K \sim 0.1$, $\delta_F \sim 0.1$ [15, 21]. На рис.7 представлены расчетные зависимости относительной погрешности измерения концентрации этилена в атмосфере от дальности зондирования для трех режимов измерений и двух детекторов. При расчете кривых *1, 2* в DAS-режиме выбрано пространственное разрешение $\Delta R = 150$ м, определяемое длительностью зондирующих импульсов $\tau_p = 1$ мкс [7, 8].

Как видно из рис.7, на малых расстояниях, когда лидарные эхосигналы регистрируются с высоким отношением сигнал/шум, погрешности измерения концентрации этилена определяются погрешностями δ_K и δ_F . По мере увеличения дальности зондирования погрешности определения мощности эхосигналов возрастают. Максимальные дальности зондирования, определенные при $\delta_N = 1$, при использовании детектора 2 достигают в ТТ-режиме ~ 22 км, в ТТR-режиме – около 37 км.

Для DAS-режима погрешность измерения концентрации во многом определяется пространственным разрешением ΔR . На рис.8 представлены расчетные зависимости величины δ_N от дальности зондирования для DAS-

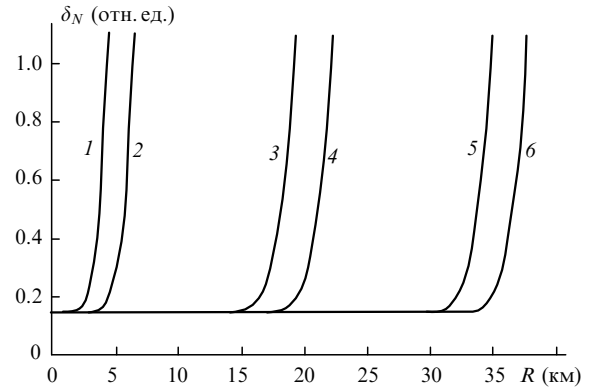


Рис.7. Расчетные зависимости относительной погрешности измерения концентрации этилена в атмосфере от дальности зондирования в DAS- (*1, 2*), ТТ- (*3, 4*) и ТТR- (*5, 6*) режимах измерений при использовании детекторов *1 (1, 3, 5)* и *2 (2, 4, 6)*, концентрации этилена $N = 40$ ppb и пространственном разрешении $\Delta R = 150$ м (*1, 2*).

режима измерений при использовании детектора 2 для различных пространственных разрешений ΔR . Для $\Delta R = 15$ и 50 м предполагается укорочение импульсов излучения лазера до 100 и 300 нс с помощью «плазменного затвора» [20, 22]. При этом энергия укороченных импульсов согласно [7, 8] уменьшится до ~ 2.5 Дж при $\tau_p = 100$ нс ($\sim 35\%$ полной энергии импульса) и до ~ 5 Дж при $\tau_p = 300$ нс ($\sim 70\%$ полной энергии импульса). Как видно из рис.8, в зависимости от пространственного разрешения ΔR максимальные дальности зондирования этилена в DAS-режиме при $\delta_N = 1$ составляют от 3 до 7.5 км.

Заключение

Таким образом, численное моделирование позволило оценить дальность зондирования ЛДП на основе ТЕА CO₂-лазеров. Анализ влияния различных факторов, определяющих дальность эхолокации лидара, показал, что при использовании типичного HgCdTe-детектора дальности эхолокации в DAS- и ТТ-режимах практически не изменяются в диапазоне углов зрения приемника лидара 0.1–10 мрад. При использовании HgMnTe-детектора, имеющего меньшее $P_{не}$, слабая зависимость дальности эхолокации от угла зрения наблюдается в диапазоне 0.1 –

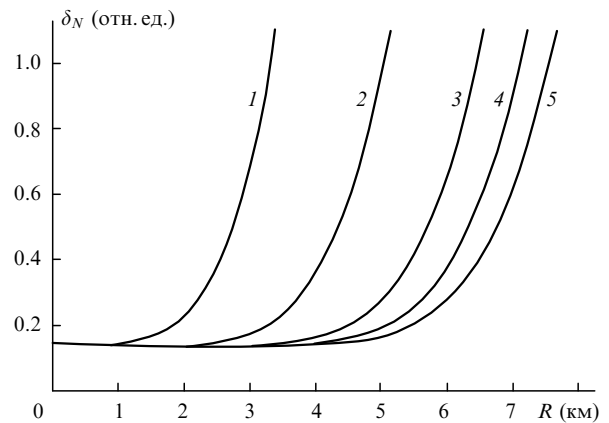


Рис.8. Расчетные зависимости относительной погрешности измерения концентрации этилена в атмосфере от дальности зондирования в DAS-режиме измерений при использовании детектора 2 для пространственного разрешения $\Delta R = 15$ (*1*), 50 (*2*), 150 (*3*), 300 (*4*) и 500 м (*5*); концентрация этилена $N = 40$ ppb.

3 мрад. Применение узкополосных спектральных фильтров в рассмотренной версии лидара оправданно при использовании малошумящих детекторов и углах зрения приемника более 5 мрад.

Дальность эхолокации лидара во всех режимах измерений имеет близкую к логарифмической зависимость от энергии и пиковой мощности зондирующих импульсов. Увеличение энергии и пиковой мощности лазерных импульсов по сравнению с реализованными параметрами излучателей незначительно повышает дальность эхолокации.

Оценки относительной погрешности измерения концентрации газовой примеси в атмосфере показали, что с помощью рассмотренного ЛДП возможно дистанционное зондирование этилена на следующих расстояниях: при использовании обратного рассеяния от аэрозоля – от 3 до 7.5 км (в зависимости от пространственного разрешения), при использовании диффузного и зеркального отражения от тополишеней – до ~ 22 и ~ 37 км соответственно.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.И. Карапузикову (ИЛФ), а также Ю.Н.Пономареву и И.В. Пташнику (ИОА) за полезные советы и замечания, сделанные при обсуждении статьи в процессе ее написания.

1. Андреев Ю.М., Разенков И.А., Шерстов И.В. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 119 (1997).
2. Андреев Ю.М., Карапузиков А.И., Шерстов И.В. и др. В сб.: *Контроль и реабилитация окружающей среды* (Томск, Спектр, 1998, с.15).
3. Andreev Y.M., Geyko P.P., Sherstov I.V. *SPIE*, **3983**, 386 (1999).
4. Park Y.J., Dho S.W., Kong H.J. *Appl.Optics*, **36**, 5158 (1997).
5. Dho S.W., Park Y.J., Kong H.J. *Appl.Optics*, **36**, 6009 (1997).
6. Karapuzikov A.I., Sherstov I.V., Malov A.N., Ivachenko M.V. *Proc.SPIE*, **4063**, 255 (2000).
7. Ивашенко М.В., Карапузиков А.И., Малов А.Н., Шерстов И.В. *ПТЭ*, № 1, 131 (2000).
8. Karapuzikov A.I., Malov A.N., Sherstov I.V. *Infrared Phys. Technol.*, **41**, 77 (2000).
9. Коллис Р.Т.Х., Рассел П.Б. В кн.: *Лазерный контроль атмосферы* (М., Мир, 1979).
10. Killinger D.K., Menyuk N., DeFeo W.E. *Optics Letts*, **6**, 301 (1981).
11. Halldorsson T., Langerhole J. *Appl.Optics*, **17**, 240 (1978).
12. Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 345 (1999).
13. Межерис Р. *Лазерное дистанционное зондирование* (М., Мир, 1987).
14. Killinger D.K., Menyuk N. *IEEE J.Quantum Electron.*, **17**, 1917 (1981).
15. Бондаренко С.Л., Долгий С.И., Зуев В.В. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **5**, 611 (1992).
16. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. *Нелинейная оптико-акустическая спектроскопия молекулярных газов* (Новосибирск, Наука, 1987).
17. Арефьев В.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 631 (1985).
18. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. *Оптические модели атмосферного аэрозоля* (Томск, изд-е Томского филиала СО АН СССР, 1986).
19. Криксунов Л.З. *Справочник по основам инфракрасной техники* (М., Сов. радио, 1978).
20. Carlisle C.V., Laan J.E., Carr L.W. et.al. *Appl.Optics*, **34**, 6187 (1995).
21. Зуев В.В., Катаев М.Ю., Макогон М.М., Мицель А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **8**, 1136 (1995).
22. Kalin A.W., Kesselring R., Cao Hongru, Kneubuhl F.K. *Infrared Phys.*, **33**, 73 (1992).
23. Березовский В.В., Сплавник Ю.В. *ЖЛС*, **40**, 805 (1984).

M.V.Ivashchenko, I.V.Sherstov. Operating range of a differential-absorption lidar based on CO₂ lasers.

The echolocation range and the sensing of ethylene in the atmosphere are simulated for a differential-absorption lidar based on TEA CO₂ lasers. The dependence of the lidar echolocation range on the energy and the peak power of sensing pulses is shown to be close to logarithmic. It is demonstrated that the use of narrow-band spectral filters is justified only for low-noise detectors and viewing angles of the receiver exceeding 5 mrad. The relative measurement error of the ethylene concentration in the atmosphere is estimated for various detection modes.