

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535.361.551:511.6:621.37110

Оптимизация параметров турбулентного лидара

И.А. Разенков*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.08.2018 г.

Приводится сравнение экспериментальных и расчетных данных о форме пика увеличения обратного рассеяния при распространении пучка в турбулентной атмосфере. Рассмотрены две схемы построения двухканального турбулентного лидара и проведены расчеты отношения лидарных эхосигналов и фактора влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике в зависимости от геометрических характеристик приемопередатчика. Рекомендуемый диаметр приемопередаточных апертур лидара составляет 50–70 мм. Для создания безопасного для глаз лидара с повышенным потенциалом предложено использовать лазер с длиной волны 355 нм. Получены оценки эхосигналов и фактора влияния турбулентности для дневных и сумеречных значений фоновой засветки. Для ультрафиолетового турбулентного лидара оценена возможность дистанционного обнаружения турбулентных зон в тропосфере.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, увеличение обратного рассеяния, лидар; atmospheric turbulence, backscatter enhancement effect, lidar.

Введение

Идея создания турбулентного лидара на основе эффекта увеличения обратного рассеяния (УОР) принадлежит А.С. Гурвичу [1–3]. УОР возникает в турбулентной атмосфере при двойном распространении излучения по одному и тому же пути. При этом происходят перераспределение рассеянного обратно излучения и повышение его средней интенсивности на оси лазерного пучка [4, 5]. Можно полагать, что в турбулентной атмосфере при обратном рассеянии вблизи оси лазерного пучка фокусировка преобладает над дефокусировкой [4]. Первый опыт обнаружения УОР в лидарном эксперименте проводился с мощным импульсным лазером [6]. Была предложена и реализована схема микроимпульсного лидара, который позволил осенью 2013 г. уверенно зарегистрировать факт двукратного повышения эхосигнала на двухкилометровой трассе [7–9].

Работа была продолжена, и за три года были созданы три модификации турбулентного аэрозольного лидара [10–12]. Были проверены две схемы зондирования: с разнесением и совмещением осей приемных каналов [12, 13]; организован продолжительный эксперимент и проведено сравнение с независимым измерителем интенсивности турбулентности – датчиком дрожания изображения [11]. Ряд экспериментов был нацелен на изучение характеристик пика увеличения обратного рассеяния и фактора влияния турбулентности при работе с приемными апертурами разного размера [13].

Теоретические исследования применения УОР для зондирования турбулентности ведутся с 2011 г. [14–17]. В 2016 г. появились публикации В.В. Воробьева, в которых были получены асимптотические решения задачи восстановления структурной характеристики «оптической» турбулентности C_n^2 из лидарных данных [18, 19]. Теория, разработанная Гурвичем и Воробьевым, позволила обработать экспериментальные данные и получить удовлетворительные оценки C_n^2 для статистически однородной атмосферы [13].

В данной статье с учетом накопленного практического опыта и теоретических результатов работы [18] рассмотрены возможности для создания оптимального турбулентного лидара. Оптимального во многих отношениях: по типу конструкции, геометрическим размерам, потенциалу и чувствительности, экономической целесообразности и безопасности, оперативности и точности измерения фактора влияния турбулентности на среднюю мощность эхосигнала на приемнике.

Пик увеличения обратного рассеяния

Появление пика интенсивности в обратнорассеянном излучении есть признак того, что пучок света распространяется в турбулентной среде. Заметим, что этот пик нельзя непосредственно, т.е. напрямую, увидеть или измерить, так как имеет место случайный процесс и интенсивность эхосигнала непрерывно изменяется. Чтобы зарегистрировать пик увеличения обратного рассеяния, эхосигнал следует накапливать в течение некоторого времени, т.е. производить усреднение.

* Игорь Александрович Разенков (lidaroff@iao.ru).

На рис. 1 качественно показан процесс формирования пика интенсивности рассеянного в турбулентной атмосфере излучения на оси лазерного пучка. Ограниченный апертурой 1 коллимированный пучок 2, имеющий гауссово распределение 3, направляется в турбулентную атмосферу 4. Мысленно разделим пучок 2 на более мелкие пучки (на рис. 1 показано 5 элементарных пучков). Предположим, что каждый элементарный пучок распространяется независимо от других. Согласно теории эффект УОР перераспределяет рассеянное назад излучение и повышает интенсивность на оси каждого элементарного пучка [4], поэтому приходящий пучок 5 тоже оказывается поделенным на мелкие пучки с распределением интенсивности $I(y)$ 6. Координата y перпендикулярна направлению распространения пучка. Распределение интенсивности $I(y)$ центрального пучка максимальное и имеет значение I_1 . Вокруг каждого элементарного пика имеется область в виде кольца с интенсивностью меньше среднего значения I_0 , причем интеграл интенсивности пика над уровнем I_0 равен уменьшению интенсивности в области кольца (закон сохранения энергии).

На рис. 1 показан результат наложения (суперпозиция 7) интенсивностей элементарных пучков 6. Очевидно, что интенсивность результирующего пика I_2 будет меньше I_1 , а его ширина – больше. При увеличении размера зондирующего пучка максимальное значение интенсивности I_2 пика УОР будет понижаться, а его ширина всегда будет немного превышать размер пучка. График интенсивности 7 на рис. 1 показан как функция угла рассеяния $I(\theta)$. Направление максимума пика УОР равно π и точно совпадает с осью пучка. При совпадении размеров передающей и принимающей апертур 1 (рис. 1) регистрироваться детектором всегда будет только центральная часть пика, выделенная на рисунке серым цветом. Форма центральной части пика УОР близка к гауссовой.

Среднюю мощность экосигнала на приемнике турбулентного лидара запишем в виде [18]:

$$\langle P(x, R, \rho_0, C_n^2) \rangle =$$

$$= \langle P(x, R, \rho_0, 0) \rangle [1 + q(x, R, \rho_0, C_n^2)], \quad (1)$$

где P – мощность экосигнала; x – расстояние; R – радиус приемной апертуры; ρ_0 – расстояние между осями передатчика и приемника; C_n^2 – структурная постоянная «оптической» турбулентности по трассе; $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$ – фактор влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике. В правой части выражения (1) мощность экосигнала $\langle P(x, R, \rho_0, 0) \rangle$ при отсутствии турбулентности ($C_n^2 = 0$). Лазерный пучок формируется в плоскости $x = 0$ и там же располагается приемник обратнорассеянного излучения.

Фактор влияния турбулентности $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$ зависит от четырех параметров. В частности, в статистически однородной атмосфере ($C_n^2 = \text{const}$) с увеличением дистанции x фактор q монотонно растет. Из рассмотренного выше процесса формирования пика УОР следует, что при увеличении апертуры R фактор q уменьшается. При отсутствии турбулентности ($C_n^2 = 0$) он равен нулю, а при повышении интенсивности турбулентности ($C_n^2 \neq 0$) растет. Форма пика УОР описывается зависимостью $q(\rho_0)$, если зафиксировать параметры x , R и C_n^2 .

На рис. 2 представлены результаты расчета модуля функции $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$ в зависимости от ρ_0 для четырех значений апертуры R (20, 40, 60 и 80 мм). С увеличением апертуры значение q на оси пучка ($\rho_0 = 0$) понижается от 1 до $\approx 0,1$, а полуширина пика при этом увеличивается от 25 до 75 мм. Заметим, что второй максимум на рисунке составляет от 1 до 7% от величины пика УОР и представляет собой отрицательный «хвост», который, как и пик, появляется в результате перераспределения рассеянных фотонов.

Для измерения функции $q(\rho_0)$ нами был поставлен эксперимент, в котором проводилось сканирование пика УОР [11, 13]. Коллимированный лазерный пучок направлялся на диффузно рассеивающий экран, расположенный на удалении 2 км. Рассеянное излучение регистрировалось объективом малого размера, который перемещался через центр лазерного пучка. При отсутствии турбулентности регистрировали

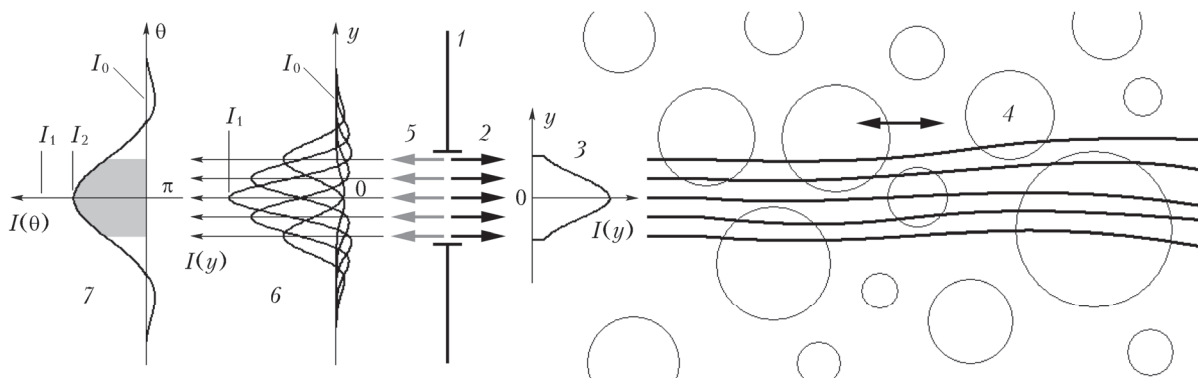


Рис. 1. Формирование пика УОР (выделено серым цветом): 1 – апертура; 2 – коллимированный лазерный пучок с гауссовым распределением интенсивности по сечению 3, поделенный на пять элементарных пучков; 4 – турбулентная среда; 5 – рассеянное излучение; 6 – распределение интенсивности рассеянного излучения $I(y)$ от элементарных пучков с максимальным значением I_1 ; 7 – суперпозиция элементарных пучков формирует широкий пик с максимальным значением I_2

Отношение эхосигналов и две схемы лидара

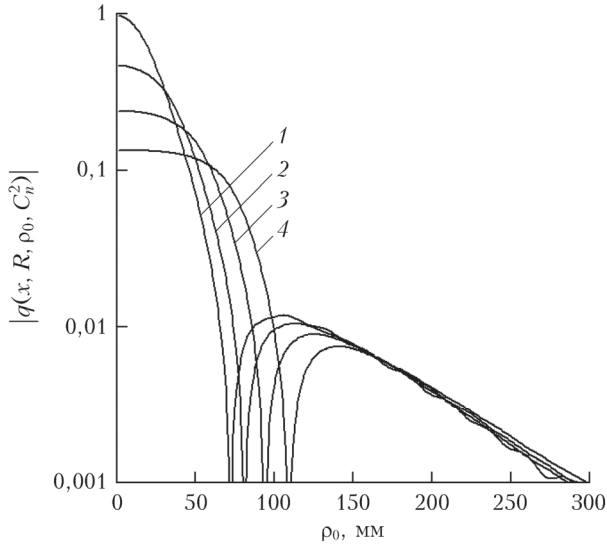


Рис. 2. Фактор q в зависимости от разнесения осей передатчика и приемника для апертур радиусом 20 (1), 40 (2), 60 (3) и 80 мм (4). Дистанция $x = 5$ км, $\lambda = 355$ нм, структурная постоянная $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$

ровный профиль $q(\rho_0) = 0$, а в турбулентной атмосфере — пик с максимумом на оси пучка.

На рис. 3 представлены результаты двух экспериментов. В первом случае (1) результаты были получены объективом 5 мм при сканировании пучка 5 мм с шагом 2,5 мм. Пучок отправлялся на экран через светоделитель, который часть рассеянного излучения направлял на приемный объектив. Во втором случае (3) — объективом 9 мм при сканировании пучка 45 мм. Также показан фактор q , рассчитанный для апертур 5 (кривая 2) и 45 мм (кривая 4).

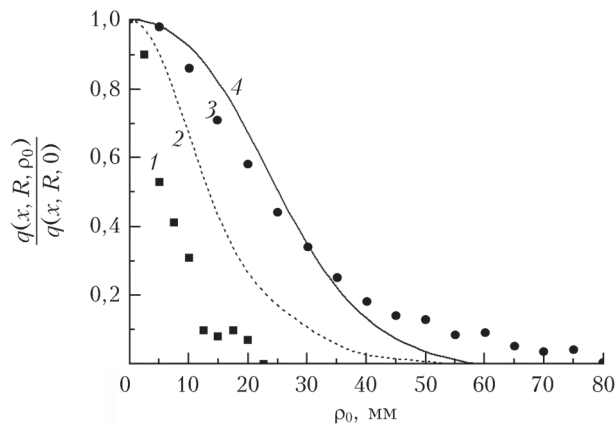


Рис. 3. Результат сканирования пика УОР для пучков диаметром 5 (1) и 45 мм (3). Результат расчета фактора q для апертур 5 (2) и 45 мм (4). Трасса 2 км. Данные записаны в 10:30 30.09.2017 г. (1) и 06:00 03.01.2016 г. (3)

В эксперименте было получено, что полуширина пика УОР примерно совпадает с размером лазерного пучка, причем по основанию пик примерно в 2–3 раза шире лазерного пучка. Расчет для апертуры $2R = 45$ мм дает полуширину пика 50 мм и примерно в 2 раза шире основание.

Турбулентный лидар регистрирует увеличение рассеянного эхосигнала на оси лазерного пучка. Согласно формуле (1) кроме основного сигнала $\langle P(x, R, \rho_0, C_n^2) \rangle$ следует заранее измерить значение сигнала $\langle P(x, R, \rho_0, 0) \rangle$, когда турбулентность отсутствует ($C_n^2 = 0$). Практически это трудно реализовать, так как в атмосфере кроме интенсивности турбулентности может измениться коэффициент рассеяния. По этой причине в лидаре желательно иметь дополнительный приемный канал для нормировки сигнала основного канала, чтобы реализовать относительные измерения и исключить влияние изменчивости коэффициента обратного рассеяния. Конструкция лидарного приемопередатчика должна быть такой, чтобы влияние турбулентности на основной приемный канал было максимальным ($\rho_0 = 0$). Очевидно, что для повышения чувствительности системы влияние турбулентности на дополнительный канал должно быть минимальным. Регистрация основного и дополнительного эхосигналов должна производиться одновременно.

Из выражения (1) следует, что дополнительный приемный канал может быть организован двумя способами: 1) *схема с разнесением*, когда все апертуры равны R и дополнительный канал смещен в сторону от основного, т.е. $\rho_0 \neq 0$; 2) *схема с совмещением* ($\rho_0 = 0$), когда приемная апертура основного приемного канала R_1 меньше апертуры дополнительного канала R_2 , т.е. $R_1 < R_2$. Отношение основного эхосигнала к дополнительному для двух схем турбулентного лидара соответственно имеет вид

$$\frac{\langle P(x, R, 0, C_n^2) \rangle}{\langle P(x, R, \rho_0, C_n^2) \rangle} = \frac{\langle P(x, R, 0, 0) \rangle}{\langle P(x, R, \rho_0, 0) \rangle} \frac{1 + q(x, R, 0, C_n^2)}{1 + q(x, R, \rho_0, C_n^2)}, \quad (2)$$

$$\frac{\langle P(x, R_1, 0, C_n^2) \rangle}{\langle P(x, R_2, 0, C_n^2) \rangle} = \frac{\langle P(x, R_1, 0, 0) \rangle}{\langle P(x, R_2, 0, 0) \rangle} \frac{1 + q(x, R_1, 0, C_n^2)}{1 + q(x, R_2, 0, C_n^2)}. \quad (3)$$

В формуле (2) для схемы с разнесением при отсутствии турбулентности ($C_n^2 = 0$) эхосигналы приемных каналов равны, т.е. $\langle P(x, R, 0, 0) \rangle = \langle P(x, R, \rho_0, 0) \rangle$. Для схемы с совмещением можно выбрать $R_1 = R_2/\sqrt{2}$, тогда при отсутствии турбулентности ($C_n^2 = 0$) сигнал основного канала $\langle P(x, R_2/\sqrt{2}, 0, 0) \rangle$ будет в 2 раза меньше сигнала дополнительного приемного канала $\langle P(x, R_2, 0, 0) \rangle$. С учетом сказанного и полагая $R_2 = R$, выражения (2) и (3) можно переписать как

$$\frac{\langle P(x, R, 0, C_n^2) \rangle}{\langle P(x, R, \rho_0, C_n^2) \rangle} = \frac{1 + q(x, R, 0, C_n^2)}{1 + q(x, R, \rho_0, C_n^2)}, \quad (4)$$

$$\frac{\langle P(x, R/\sqrt{2}, 0, C_n^2) \rangle}{\langle P(x, R, 0, C_n^2) \rangle} = \frac{1 + q(x, R/\sqrt{2}, 0, C_n^2)}{2[1 + q(x, R, 0, C_n^2)]}. \quad (5)$$

На рис. 4 представлены две принципиальные схемы построения двухканального турбулентного лидара: с разнесением и совмещением приемных каналов. Рассмотрим схему с разнесением приемных каналов (рис. 4, *a*). Гауссовый лазерный пучок 1 отражается от светоделительной пластины 2 и через верхнее круглое отверстие в экране 3 отправляется в атмосферу. Пластина 2 сводит вместе оптические оси передающего канала и основного принимающего и выполняет роль антенного переключателя. Рассеянное излучение 4 из атмосферы поступает внутрь лидара через два отверстия в экране 3. Отверстия играют роль приемных апертур. Излучение основного канала 5 (пик УОР) проходит сквозь светоделитель

2 и идет на фотоприемник 7 (детектор № 1). Излучение дополнительного приемного канала 6 непосредственно поступает на фотоприемник 8 (детектор № 2).

На рис. 4, *б* приведена схема с совмещением приемных каналов. Как и ранее, лазерный пучок 1 отражается от пластины 2 и через единственное отверстие в экране 3 посылается в атмосферу. Новым элементом схемы является зеркальный светоделитель 9, который представляет собой наклонное зеркало с отверстием в центре. Внутри лидара из рассеянного сигнала 4 проходит пик УОР, который зеркалом 9 делится на центральную часть 5 и периферийную 6. Эхосигналы 5 и 6 регистрируются соответственно детекторами 7 и 8.

Для практической реализации описанных выше схем зондирования следует использовать афокальную зеркальную оптику [7]. На рис. 5 показаны упрощенные оптические схемы двухканального турбулентного лидара с разнесением и совмещением приемных каналов. На схеме с совмещением (рис. 5, *a*)

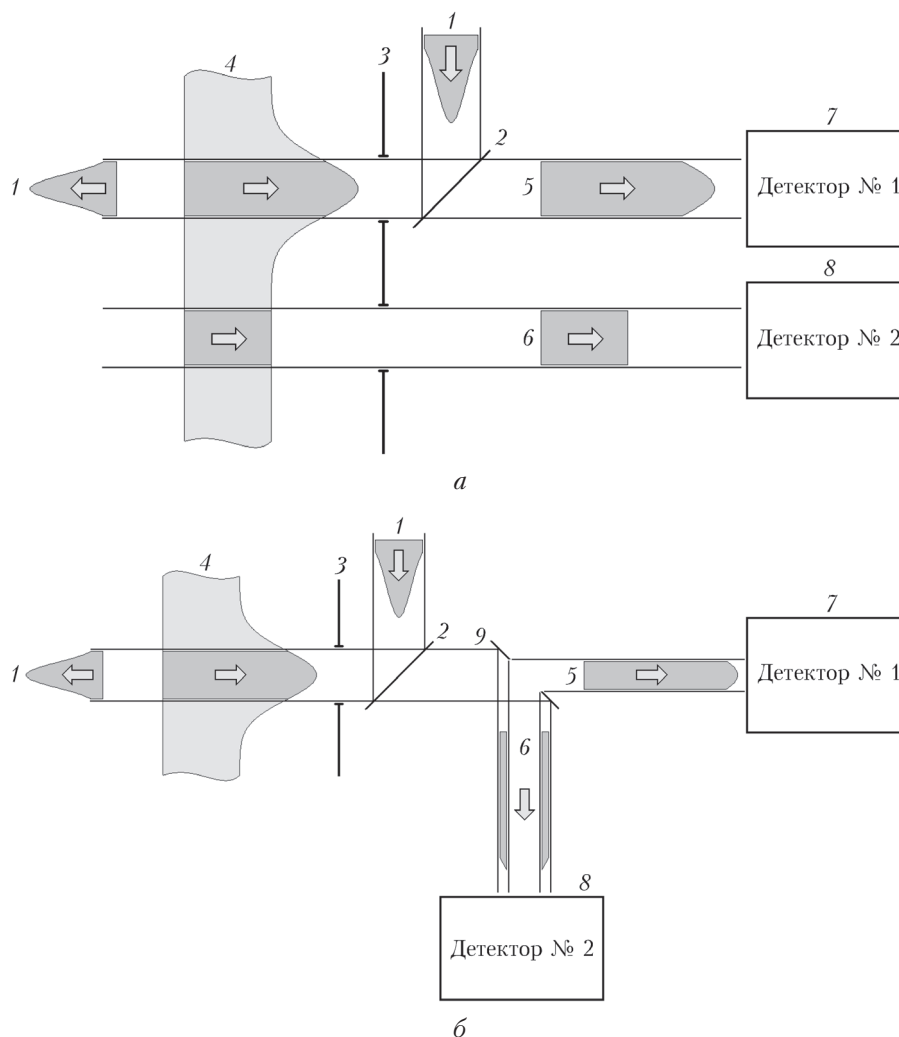


Рис. 4. Двухканальные принципиальные схемы турбулентного лидара с разнесением (*a*) и совмещением (*б*) осей приемников: 1 – гауссов лазерный пучок; 2 – светоделительная пластина; 3 – экран; 4 – рассеянное излучение; 5 – излучение основного канала; 6 – излучение дополнительного приемного канала; 7, 8 – фотоприемники; 9 – зеркальный светоделитель

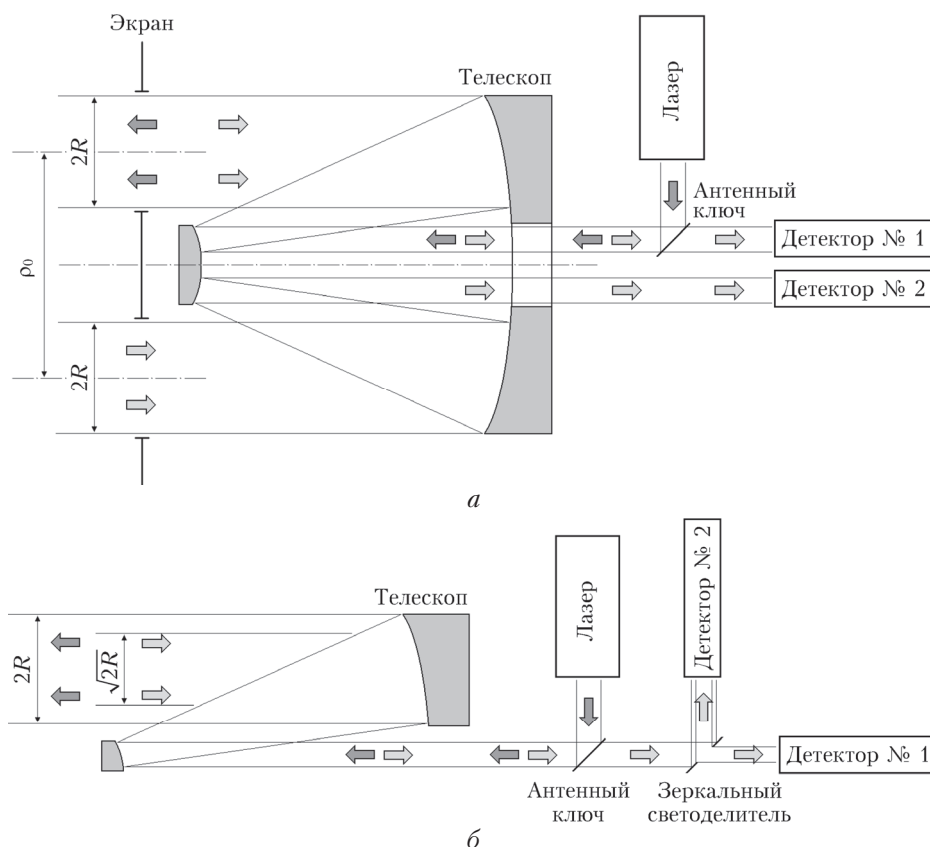


Рис. 5. Упрощенные оптические схемы двухканального турбулентного лидара с разнесением осей приемников на основе зеркального коллиматора (а) и с совмещением осей на основе внеосевого зеркального коллиматора (б)

зондирующий пучок уходит в атмосферу через верхнее отверстие в экране, установленном перед телескопом. Этот же телескоп служит и для приема эхосигналов (используются две круглые области телескопа, расположенные симметрично относительно его оси). Расстояние между осями передатчика и дополнительного приемника равно ρ_0 . Ось приемника основного канала совпадает с осью передатчика, поэтому для него $\rho_0 = 0$. Ось приемника второго канала находится в стороне от оси передатчика, поэтому для него $\rho_0 \neq 0$. Согласно рис. 5, а размеры передающей и принимающей апертур равны $2R$. Схема с разнесением каналов имеет чувствительность выше, чем схема с совмещением. Однако совмещенная схема более компактна.

На рис. 5, б показана схема с совмещением приемных каналов. Зеркальный светоделитель с отверстием в центре делит пучок на две части таким образом, чтобы эхосигналы в приемных каналах при отсутствии турбулентности были равными. Для этого площадь отверстия в делителе для центральной части пика УОР должна быть равна рабочей площади кольцевой части вокруг отверстия. Размеру отверстия в зеркале соответствует входная апертура $\sqrt{2}R$ основного приемного канала. Входная апертура дополнительного канала имеет форму кольца. Оси передатчика и приемников совпадают, поэтому для обоих каналов $\rho_0 = 0$.

Геометрические характеристики схемы с разнесением каналов

При разработке обычных аэрозольных лидаров считается, что чем больше приемная апертура, тем лучше, так как при этом больше рассеянной радиации поступает на приемник и эхосигнал растет. В турбулентном лидаре ситуация другая, так как необходимо зарегистрировать пик усиления обратного рассеяния, величина которого при увеличении апертуры R уменьшается. По этой причине приемная апертура не должна быть большой, иначе на ней произойдет усреднение и величина фактора q резко понизится. В схеме с разнесением размер телескопа дополнительного приемного канала должен быть по меньшей мере в 2 раза больше апертуры одного приемного канала. Использование телескопа большого размера невыгодно экономически и неэффективно из-за «размывания» пика УОР. Для расчетов по оптимизации геометрических характеристик турбулентного лидара мы пользовались теорией Гурвича–Воробьева, а именно формулами (6)–(8) из работы [18] для фактора $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$.

Рассчитаем отношение эхосигналов по формуле (4) в зависимости от радиуса апертуры R для дистанций 2, 4, 6, 8 и 10 км. Разнос между осями приемников ρ_0 зададим равным $3R$. Результат представлен на рис. 6, а. Каждая кривая на рисунке

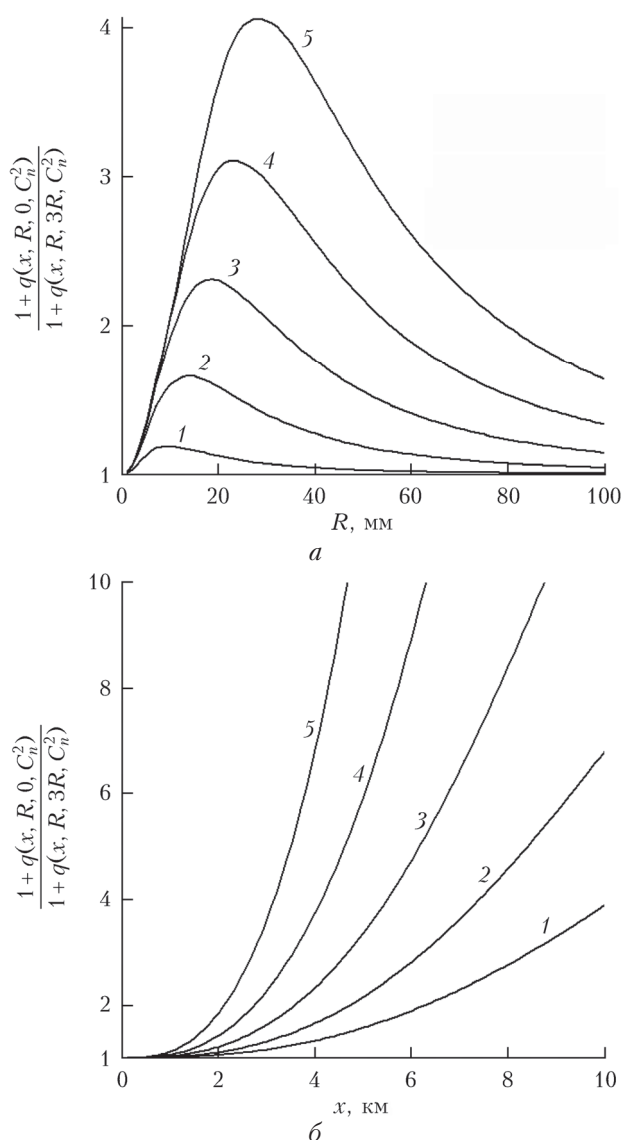


Рис. 6. Расчет отношения эхосигналов для схемы с разнесением ($\rho_0 = 3R$) по формуле (4) в зависимости от размера апертуры R (а) для дистанций 2, 4, 6, 8 и 10 км (1–5) и для структурной постоянной $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$. Расчет отношения эхосигналов в зависимости от дистанции x (б) для $C_n^2 = 10^{-15}, 2 \cdot 10^{-15}, 4 \cdot 10^{-15}, 8 \cdot 10^{-15}$ и $16 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ (1–5)

имеет максимум, положение которого можно считать оптимальным для заданной дистанции x . Кривые имеют максимум, положение которого смещается вправо в сторону больших апертур при увеличении x . Для дистанций от 6 до 10 км размер апертуры, соответствующий максимуму отношения эхосигналов, составляет от 20 до 30 мм. Заметим, что повышение интенсивности турбулентности тоже приводит к некоторому смещению максимума в сторону увеличения апертуры. Если допустить двукратное понижение отношения эхосигналов от максимума, то предельный радиус апертуры составит ≈ 50 мм.

На рис. 6, б показан аналогичный расчет отношения эхосигналов для апертуры 35 мм в зависимости от расстояния x для пяти значений: $C_n^2 = 10^{-15},$

$2 \cdot 10^{-15}, 4 \cdot 10^{-15}, 8 \cdot 10^{-15}$ и $16 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$. Все кривые монотонно возрастают, а с увеличением интенсивности турбулентности наклон кривой становится больше.

В реальной лидарной системе с зеркальным коллиматором (см. рис. 5, а) центральная часть телескопа закрыта вторичным зеркалом. При 10-кратном увеличении телескопа минимальный размер вторичного зеркала будет в 10 раз меньше размера телескопа, а с учетом крепления – в 5 раз. В этом случае на апертуры приемных каналов придется по 40% от размера телескопа. Пусть диаметр телескопа равен 250 мм, тогда максимальный размер приемопередающих апертур составит $2R = 100$ мм, а расстояние между осями будет $\rho_0 = 3R = 150$ мм. В этом случае полезная площадь телескопа будет максимальной и составит $2 \cdot (100/250)^2 \cdot 100\% = 32\%$. Отметим, что для уменьшения габаритов приемопередатчика и конструкции в целом верхний и нижний края главного зеркала, которые не используются, могут быть отрезаны. Главное зеркало при этом будет напоминать прямоугольник. Использование телескопа большего размера нецелесообразно из-за увеличения стоимости и снижения отношения эхосигналов.

Геометрические характеристики схемы с совмещением каналов

Согласно схеме на рис. 4, б приходящий на телескоп эхосигнал P делится на две части: «центральную» P_1 и «кольцевую» P_2 , т.е. $P = P_1 + P_2$. Деление осуществляется так, что при отсутствии турбулентности $P_1 = P_2$. Центральный сигнал P_1 включает в себя максимум пика УОР, поэтому P_1 – это основной эхосигнал. Дополнительным эхосигналом будет сумма $P_1 + P_2$, которая включает пик и кольцевую область вокруг него.

На рис. 7 приведено отношение (5), рассчитанное для совмещенной схемы зондирования аналогично расчету, выполненному выше для разнесенной схемы (рис. 6). На рис. 7, а представлено отношение эхосигналов в зависимости от радиуса апертуры R для дистанции x от 2 до 10 км. С увеличением размера апертуры R отношение (5) растет, а потом рост либо замедляется, либо начинается спад.

На рис. 7, б показан аналогичный расчет отношения эхосигналов для апертуры с $R = 50$ мм в зависимости от расстояния x для пяти значений: $C_n^2 = 10^{-15}, 2 \cdot 10^{-15}, 4 \cdot 10^{-15}, 8 \cdot 10^{-15}$ и $16 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$. Вначале все кривые монотонно возрастают, а с увеличением интенсивности турбулентности (кривые 2–5) появляется максимум. Причем чем больше интенсивность турбулентности, тем сильнее выражен максимум и тем больше он сдвинут в сторону лидара. Для дистанций от 6 до 10 км размер апертуры, соответствующий максимуму отношения эхосигналов, составляет от 50 до 80 мм.

Подчеркнем, что для статистически однородной атмосферы ($C_n^2 = \text{const}$) формулы Воробьева [18]

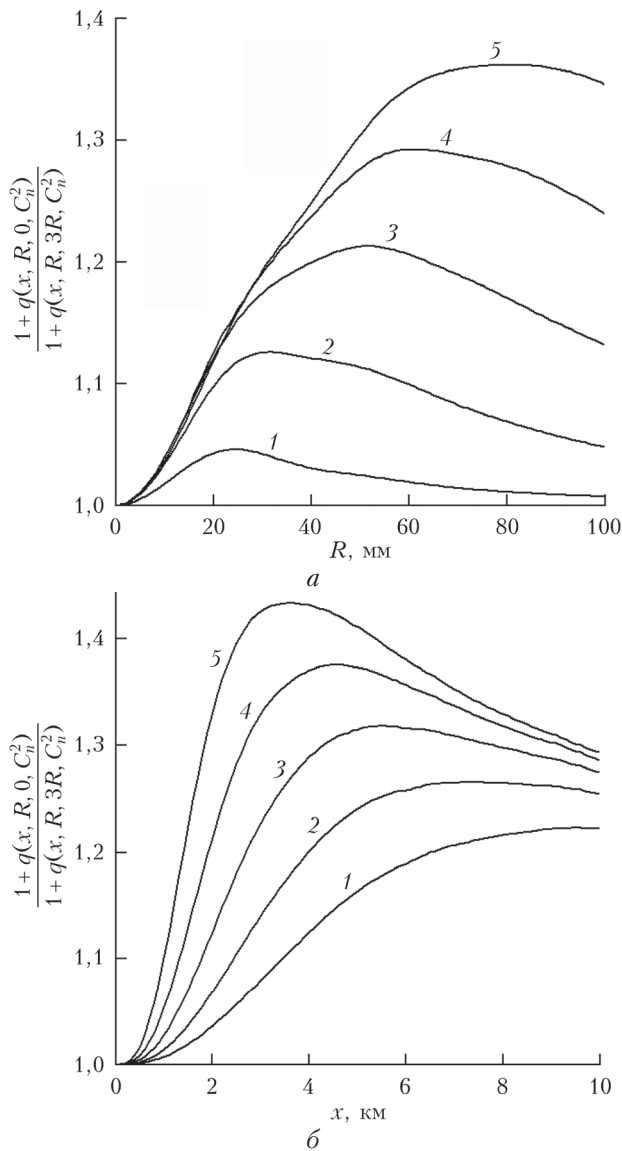


Рис. 7. Отношение эхосигналов для схемы с совмещением ($\rho_0 = 0$), рассчитанное по формуле (5), в зависимости от размера апертуры R (а) для дистанций 2, 4, 6, 8 и 10 км (1–5) и для структурной постоянной $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$; в зависимости от дистанции x (б) для $C_n^2 = 10^{-15}$, $2 \cdot 10^{-15}$, $4 \cdot 10^{-15}$, $8 \cdot 10^{-15}$ и $16 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ (1–5)

позволяют рассчитать отношение эхосигналов для каждой схемы турбулентного лидара. Для оценки характеристики «оптической» турбулентности C_n^2 нужно совместить экспериментальный профиль отношения эхосигналов с теоретическим профилем (4) или (5), используя итерационную процедуру и подбирая подходящее значение C_n^2 [13].

Лазер и безопасность для глаз

У безопасных для глаз лидарных систем средняя мощность импульсного излучения не должна превышать допустимый законом предел [20]. Средняя мощность лазерного излучения на выходе из лида-

ра определяется энергией зондирующих импульсов и частотой их следования. Поражение глаза происходит в результате воздействия ограниченной последовательности коротких импульсов света. Для видимого излучения максимальная допустимая экспозиция для одиночного импульса длительностью от 1 нс для длин волн от 400 до 700 нм составляет $5 \cdot 10^{-7} \text{ Дж/см}^2$ [20]. Для последовательности импульсов экспозиция корректируется с учетом частоты следования импульсов. Для видимого спектра при равномерном распределении излучения по передающей апертуре размером 100 мм и частоте следования импульсов 10 кГц средняя предельная выходная мощность импульсного излучения равна 80 мВт.

Для ультрафиолетового излучения максимальная допустимая экспозиция для одиночного импульса длительностью 10 нс для длин волн от 315 до 400 нм составляет $5,6 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ [20]. В этом случае средняя предельная выходная мощность импульсного излучения для апертуры 100 мм и частоты следования 10 кГц составит 14 Вт! Полученные оценки позволяют сравнить два лазера на гранате (1064 нм), работающие на второй (532 нм) и третьей (355 нм) гармониках. Очевидно, что потенциал безопасного для глаз ультрафиолетового турбулентного лидара может быть существенно выше аналогичного лидара с лазером видимого излучения.

Есть еще ряд обстоятельств в пользу применения лазера с $\lambda = 355 \text{ нм}$. Во-первых, для этой длины волны больше коэффициент молекулярного рассеяния [21]. По сравнению со второй гармоникой лазера на гранате коэффициент обратного рассеяния больше в $(532/355)^4 = 5$ раз. Это обстоятельство может быть полезным, например, при изучении турбулентности ясного неба на высотах больше 5 км. Во-вторых, для УФ-лидара примерно в 2 раза меньше уровень фоновой засветки в дневное время. С учетом первого обстоятельства отношение сигнал-шум будет примерно на порядок больше при одинаковой выходной мощности. В-третьих, луч ультрафиолетового лидара безопасен для глаз и не привлекает внимание, так как невидим глазом человека. Это позволяет использовать лидар в аэропортах при проведении исследований турбулентного режима.

Бюджет фотонов с учетом фоновой засветки

Микроимпульсный турбулентный лидар работает в режиме счета фотонов [12, 13], поэтому принимаемый эхосигнал есть результат накопления по большому количеству лазерных импульсов. Регистрируемый сигнал всегда представляет собой сумму рассеянных фотонов лазерного излучения и фотонов фоновой засветки. Фон обычно определяют из этого же сигнала на большой дальности, где полезный сигнал ничтожно мал. Затем значение фона вычитают из накопленного сигнала [12]. С одной стороны, вычитание фона позволяет получить эхосигнал.

С другой, случайная погрешность регистрации увеличивается, так как происходит сложение дисперсий исходного сигнала и фонового. Оценим величины эхосигналов в единицах «фотон/выстрел» и оценим погрешность, полагая, что она в основном зависит от времени накопления данных и величины фоновой засветки.

Будем считать, что приемные каналы турбулентного лидара с разнесением каналов ($\rho_0 \neq 0$) идентичны друг другу и эффект УОР на внеосевой канал не влияет. Для условий однородной атмосферы и режима счета фотонов запишем лидарные уравнения для эхосигналов осевого $N_1(x)$ и внеосевого $N_2(x)$ приемных каналов в виде

$$N_1(x) = N_0 k_{\text{opt}} \eta \frac{A}{x^2} G_1(x) \Delta x (\beta_m + \beta_a) \times \\ \times e^{-2x(\alpha_m + \alpha_a)} \left[1 + q(x, R, \rho_0, C_n^2) \right] + \\ + \text{rnd} \left[\pm 2\delta N_1(N_1^0(x), B_\lambda, \Delta\lambda, \theta, A, T_{\text{av}}) \right], \quad (6)$$

$$N_2(x) = N_0 k_{\text{opt}} \eta \frac{A}{x^2} G_2(x) \Delta x (\beta_m + \beta_a) e^{-2x(\alpha_m + \alpha_a)} + \\ + \text{rnd} \left[\pm 2\delta N_2(N_2^0(x), B_\lambda, \Delta\lambda, \theta, A, T_{\text{av}}) \right], \quad (7)$$

где N_0 – число фотонов в лазерном импульсе; k_{opt} – коэффициент пропускания оптики; η – эффективность детектора; A – площадь приемной апертуры; $G_1(x)$ и $G_2(x)$ – геометрические функции приемных каналов; Δx – величина строба (пространственное разрешение); β_m и β_a – коэффициенты обратного молекулярного и аэрозольного рассеяния; α_m и α_a – коэффициенты объемного молекулярного и аэро-

зольного рассеяния; R – радиус передающей и приемных апертур; $\text{rnd}(\dots)$ – функция для получения случайных чисел; δN_1 и δN_2 – среднеквадратическое отклонение (СКО); N_1^0 и N_2^0 – эхосигналы, когда $\delta N_1 = 0$ и $\delta N_2 = 0$; B_λ – спектральная плотность энергетической яркости фона; $\Delta\lambda$ – ширина фильтра; θ – угол поля зрения; T_{av} – интервал накопления (временное разрешение).

Для задания геометрических функций $G_1(x)$ и $G_2(x)$ мы воспользовались моделью приемопередатчика с расширением лазерного пучка через приемный телескоп [22]. Геометрическая функция дополнительного приемного канала $G_2(x)$ отличается от функции основного канала $G_1(x)$ смещением по дальности, которое зависит от разнесения каналов и настройки телескопа.

СКО принимаемых сигналов δN_1 и δN_2 определялось с учетом независимости эхосигналов и фона и пуассоновской модели. В соответствии с пуассоновской моделью СКО представляет отношение квадратного корня от суммы регистрируемого эхосигнала с фоном и фона, поделенное на их разность [23]. Очевидно, что СКО растет с увеличением фоновой засветки, вычитание которой приводит к потере точности.

Фактор $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$ для статистически однородной турбулентной атмосферы ($C_n^2 = \text{const}$) вычислялся по формуле (9) в работе [18]. Расчет производился для двух значений фоновой засветки: 1) для яркости фона $B_\lambda = 1$ Вт/(мкм · м² · срад), что примерно соответствует условиям зондирования после захода солнца [24]; 2) для светлого времени суток, когда $B_\lambda = 100$ Вт/(мкм · м² · срад) [25]. Величины параметров для расчета приведены в таблице. Коэффициенты рассеяния соответствуют значениям у поверхности земли ($H = 0$ км).

Параметры для расчета

Параметр	Значение	
	$H = 0$ км	$H = 10$ км
Длина волны λ , нм	355	355
Средняя мощность лазера P_0 , мВт	200	200
Частота следования импульсов f , кГц	10	10
Коэффициент пропускания оптики k_{opt}	0,30	0,30
Эффективность детектора η	0,33	0,33
«Мертвое» время детектора τ_{dead} , нс	100	100
Радиус приемопередающей апертуры R , мм	35	35
Расстояние между приемными каналами ρ_0 , мм	150	150
Величина строба Δx , м	15	150
Коэффициент обратного молекулярного рассеяния β_m , м ⁻¹ · срад ⁻¹	$8,6 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент обратного аэрозольного рассеяния β_a , м ⁻¹ · срад ⁻¹	$8,6 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент объемного молекулярного рассеяния α_m , м ⁻¹	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$
Коэффициент объемного аэрозольного рассеяния α_a , м ⁻¹	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$
Ширина фильтра $\Delta\lambda$, нм	10	0,1
Угол поля зрения θ , рад	10^{-4}	10^{-4}
Интервал накопления T_{av} , с	100	10
Спектральная плотность энергетической яркости фона B_λ , Вт/(мкм · м ² · срад)		
– сумерки	1	1
– светлое время суток	100	100
Структурная постоянная «оптической» турбулентности C_n^2 , м ^{-2/3}	$2 \cdot 10^{-15}$	10^{-16} ($x < 10$ км) $5 \cdot 10^{-15}$ ($x > 10$ км)

Результаты расчета эхосигналов по формулам (6) и (7) представлены на рис. 8. Профили эхосигналов осевого $N_1(x)$ (кривая 1) и внеосевого $N_2(x)$ (кривая 2) приемных каналов показаны на рис. 8, а, в. Профили фактора q при отсутствии фоновой засветки (кривая 3) и при ее наличии (кривая 4) показаны на рис. 8, б, г. Расчет производился для двух значений спектральной плотности энергетической яркости фона (см. таблицу). Кривые эхосигналов и фактора q на рис. 8, а, б соответствуют сумеречным условиям зондирования, а аналогичные кривые на рис. 8, в, г — дневным.

Погрешность регистрации сигналов δN_1 и δN_2 зависит от величины фоновой засветки, площади телескопа (38 см^2), спектральной ширины фильтра (10 нм), поля зрения приемников (100 мкрад) и времени накопления (100 с). Приведенный расчет показывает, что максимальная дальность зондирования в сумеречное время составит примерно 6 км, а в дневное время — только 3 км.

Заметим, что эффективно понизить уровень фона можно: 1) уменьшением поля зрения приемников θ ; 2) уменьшением спектральной ширины фильтра $\Delta\lambda$. В первом случае потребуется стабильная оптико-механическая конструкция приемопередатчика [26].

Во втором случае необходимо создать дорогой фильтр, состоящий из комбинации узкополосного интерференционного фильтра и интерферометра Фабри–Перо [27].

На рис. 8, б, г фактор q при отсутствии фоновой засветки (кривые 3) больше, чем при ее наличии (кривые 4). Получается, что процедура вычитания фона приводит к смещению оценки функции q в сторону понижения. Следовательно, при восстановлении структурной характеристики C_n^2 из профиля фактора q [12] ее значения тоже будут заниженными. Этим можно объяснить то, что при обработке лидарных данных и восстановлении C_n^2 ее оценки оказались на 45% меньше по сравнению с данными датчика дрожания изображения [13].

Обнаружение турбулентных зон

Турбулентность ясного неба в атмосфере часто возникает неожиданно в области атмосферных фронтов и по ряду других причин. Она является опасным явлением для авиации, так как представляет собой зоны с высокой интенсивностью турбулентности. Эти зоны возникают в тропосфере и тропопаузе

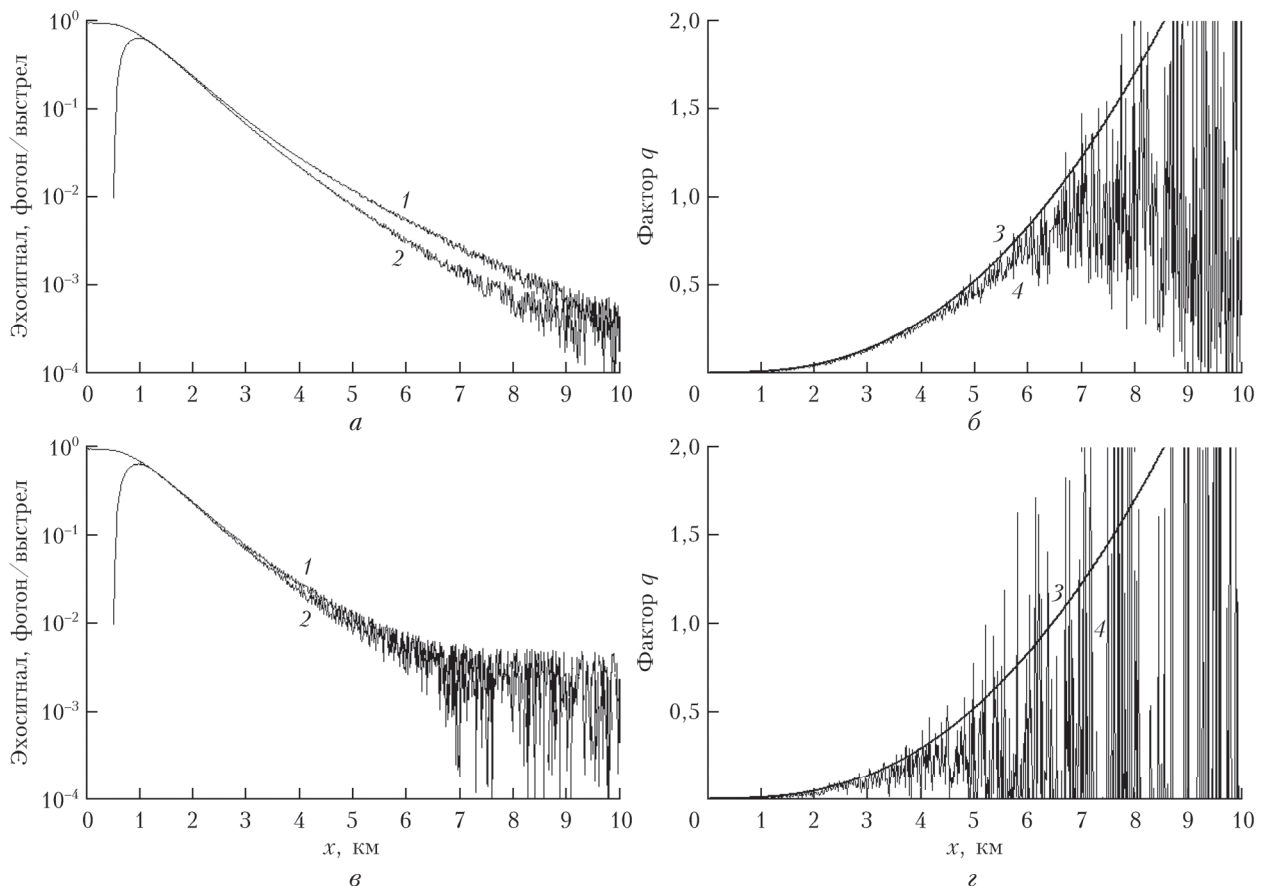


Рис. 8. Рассчитанные эхосигналы осевого (1) и внеосевого (2) приемных каналов (а, в) для однородной трассы, профили фактора q (б, г) при отсутствии фоновой засветки (3) и при ее наличии (4). Расчет выполнен для значений спектральной плотности энергетической яркости фоновой засветки $B_\lambda = 1$ (а, б) и $100 \text{ Вт}/(\text{мкм} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{срад})$ (в, г). Значение структурной постоянной $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$

на высотах более 5 км и имеют резкие границы. Толщина областей турбулентности ясного неба составляет примерно 300 м, а их горизонтальная протяженность — примерно 100 км. Идея использования турбулентного лидара для дистанционного обнаружения турбулентности ясного неба принадлежит А.С. Гурвичу [2].

Пусть летательный аппарат перемещается со скоростью 800 км/ч. Если расстояние до турбулентной зоны равно, например, 10 км, тогда подлетное время составит 45 с. Очевидно, что время накопления данных при этом должно быть существенно меньше 45 с. Ясно, что лидар (параметры см. в таблице, колонка 2), для которого выше был проделан расчет (см. рис. 8), не позволит работать оперативно до дистанции 10 км и более.

Повторим расчет для эхосигналов и фактора q , изменив параметры и турбулентные условия. Пусть структурная характеристика C_n^2 резко (в 50 раз) возрастает на дистанции 10 км. При этом коэффициенты рассеяния имеют значения, характерные для вы-

соты $H = 10$ км. Пусть время накопления равно 10 с. Все параметры для расчета представлены в таблице (колонка 3). Для улучшения точности регистрации сигналов пространственное разрешение Δx было увеличено в 10 раз: с 15 до 150 м. Для уменьшения влияния фоновой засветки спектральная ширина фильтра $\Delta\lambda$ была уменьшена в 100 раз: с 10 до 0,1 нм. Результаты расчета представлены на рис. 9.

Фактор $q(x, R, \rho_0, C_n^2)$ вычислялся для двух участков статистически однородной турбулентной атмосферы ($C_n^2 = \text{const}$). Расчет опять производился для двух значений B_λ : 1 Вт/(мкм·м²·срад) в сумерках и 100 Вт/(мкм·м²·срад) днем. Из рис. 9, б, г следует, что фактор q плавно нарастает начиная с дистанции 10 км. В сумеречное время (рис. 9, б) его кратное возрастание можно зафиксировать только на расстоянии более 13 км. В дневное время (рис. 9, г) поведение фактора q на дистанции более 10 км носит случайный характер, поэтому факт обнаружения турбулентной зоны неочевиден.

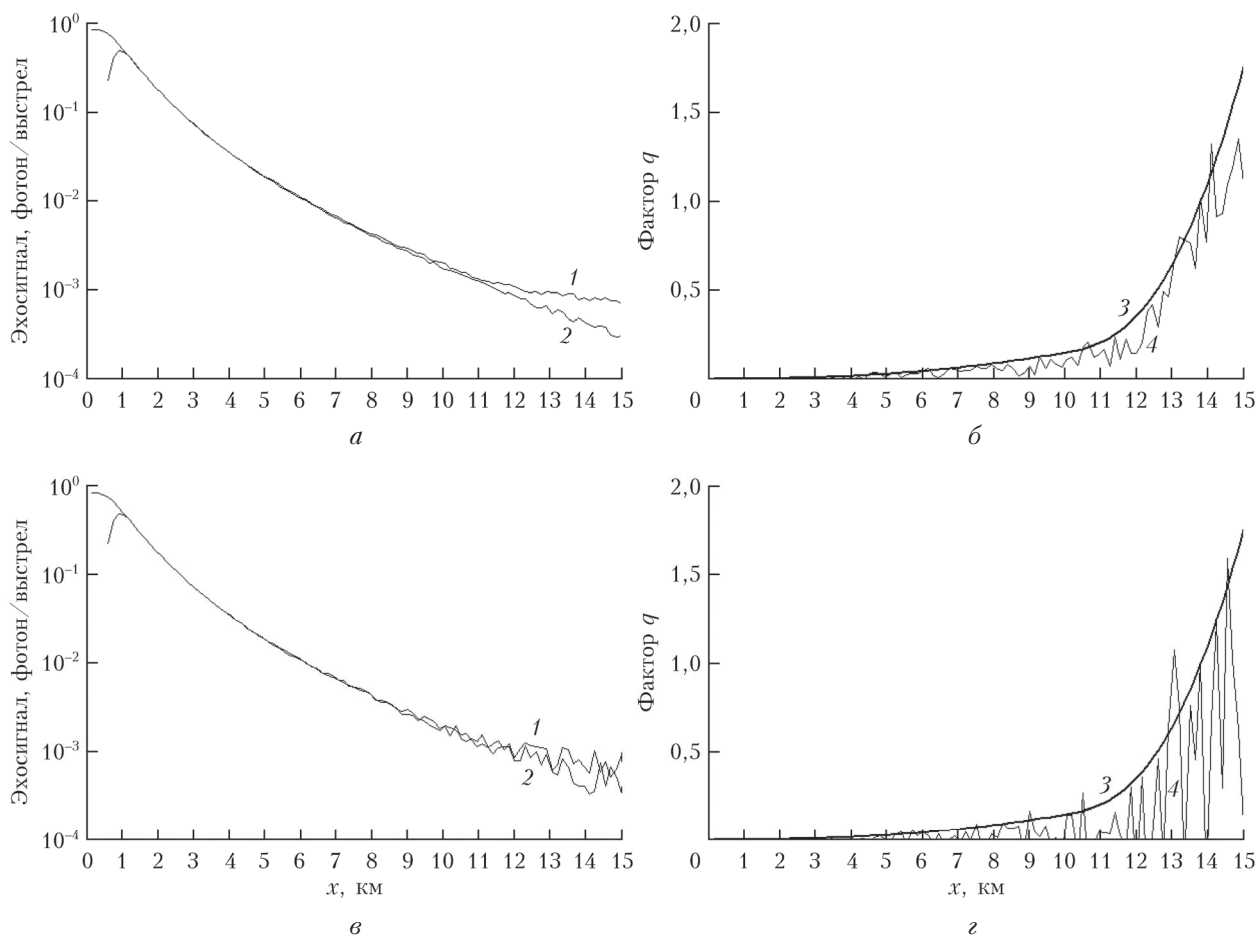


Рис. 9. Рассчитанные эхосигналы осевого (1) и внеосевого (2) приемных каналов (а, в) для статистически неоднородной трассы, профили фактора q (б, г) при отсутствии фоновой засветки (3) и при ее наличии (4). Расчет выполнен для значений спектральной плотности энергетической яркости фоновой засветки $B_\lambda = 1$ (а, б) и 100 Вт/(мкм·м²·срад) (в, г).

На дистанции 10 км значение структурной постоянной C_n^2 резко увеличивается с 10^{-16} до $5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$.

Заключение

Проведенный анализ позволяет оценить, каким может быть оптимальный микроимпульсный турбулентный лидар.

Во-первых, выбор конструкции зависит от решаемой задачи. Потенциал и чувствительность лидара с разнесением приемных каналов выше, чем лидара с совмещением каналов. Однако последний более компактный. В обеих конструкциях расширение лазерного пучка осуществляется приемным телескопом, поэтому они термомеханически стабильные, т.е. появление температурных градиентов на оптической скамье не приводит к существенному относительному смещению осей передатчика и приемников. Также важно, что теория Гурвич–Воробьева позволяет рассчитывать фактор q , проводить сравнение с данными эксперимента и решать обратную задачу.

Во-вторых, при создании турбулентных лидаров рекомендуется длина волны излучения 355 нм, так как это позволит создать безопасную для глаз систему с высоким потенциалом. Средняя мощность передатчика будет ограничена способностью детектора основного приемного канала выдерживать «ослепление» в момент выстрела лазера. По нашему опыту, максимальная допустимая средняя мощность лазера не должна превышать 1 Вт при частоте следования импульсов 10 кГц. Максимальная дальность зондирования при этом составит 15 км.

В-третьих, для схемы с разнесением рекомендуемый оптимальный размер приемопередающих апертур должен быть диаметром от 50 до 100 мм в зависимости от решаемой задачи и максимальной дальности зондирования. Если предполагаемый диапазон рабочих расстояний от 1 до 15 км, то размер приемных апертур должен быть 100 мм, а диаметр телескопа 250 мм. При такой геометрии погрешность определения фактора q будет менее 10%. Отметим, что с помощью сменных экранов перед телескопом размер апертур можно легко уменьшить. Для схемы с совмещением рекомендуемый оптимальный диаметр приемопередающей апертуры должен быть от 100 до 160 мм.

В-четвертых, для двух значений фоновой засветки (сумеречной и дневной) был проведен расчет эхосигналов для приемопередающей апертуры 70 мм, лазера с выходной мощностью 200 мВт и детекторов с эффективностью 33% (схема с разнесением). Для интервала накопления 100 с получено, что максимальная дальность работы лидара равна примерно 6 км в сумерках и 3 км днем. При этом учитывалась ошибка, которая возникает при вычитании фонового сигнала из накопленного эхосигнала.

В-пятых, была оценена возможность дистанционного обнаружения турбулентных зон в атмосфере. Потенциал предполагаемого микроимпульсного ультрафиолетового турбулентного лидара должен быть достаточным для решения этой задачи в сумерках и ночное время.

Автор благодарит А.И. Надеева за полезные советы и конструктивные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-42-700072).

1. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
2. Гурвич А.С. Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 166–174.
3. Гурвич А.С. Лидар. Патент на полезную модель № 116245. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 мая 2012 г.
4. Виноградов А.Г., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
5. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
6. Афанасьев А.Л., Гурвич А.С., Ростов А.П. Экспериментальное исследование эффекта усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере // XVIII Междунар. симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Иркутск, 2012. С. С95–С99.
7. Разенков И.А., Банах В.А., Надеев А.И. Устройство для регистрации усиления обратного рассеяния в атмосфере. Патент на полезную модель № 153460. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 24 июня 2015 г.
8. Банах В.А., Разенков И.А. Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния. II. Конструкция и эксперимент // Оптика атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 2. С. 113–119.
9. Banakh V.A., Razenkov I.A., Smalikho I.N. Laser echo signal amplification in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2015. V. 54, N 24. P. 7301–7307.
10. Банах В.А., Разенков И.А. Лидарные измерения усиления обратного рассеяния // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120, № 2. С. 339–348.
11. Banakh V.A., Razenkov I.A. Refractive turbulence strength estimation based on the laser echo signal amplification effect // Opt. Lett. 2016. V. 41, N 19. P. 4429.
12. Разенков И.А. Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48; Razenkov I.A. Turbulent lidar: I – Design // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 273–280.
13. Разенков И.А. Турбулентный лидар. II. Эксперимент // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 2. С. 81–89; Razenkov I.A. Turbulent lidar: II – Experiment // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 281–289.
14. Банах В.А., Смалихо И.Н. Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 300–307; Banakh V.A., Smalikho I.N. Determination of optical turbulence intensity by atmospheric backscattering of laser radiation // Atmos. Ocean. Opt. 2011. V. 24, N 5. P. 457–465.
15. Смалихо И.Н. Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800; Smalikho I.N. Calculation of the backscatter amplification coefficient of laser radiation propagating in a turbulent atmosphere using numerical simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 135–139.

16. *Банах В.А.* Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // *Оптика атмосфер. и океана.* 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862; *Banakh V.A.* Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 2. P. 90–95.
17. *Воробьев В.В., Виноградов А.Г.* Влияние фоновой турбулентности в лидарных исследованиях турбулентности ясного неба // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 12. С. 1015–1022; *Vorob'ev V.V., Vinogradov A.G.* Effect of background turbulence in lidar investigations of clear air turbulence // *Atmos. Ocean. Opt.* 2014. V. 27, N 2. P. 134–141.
18. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 10. С. 870–875; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: I – Equations // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 156–161.
19. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar Sounding data: II – Results of numerical simulation // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
20. *American National Standard Z136.1-1993.*
21. *Measures R.M.* Laser Remote Sensing. Florida: Krieger Publishing Company, 1992. 510 p.
22. *Разенков И.А.* Аэрозольный лидар для непрерывных атмосферных наблюдений // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 1. С. 52–63; *Razenzov I.A.* Aerosol lidar for continuous atmospheric monitoring // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 4. P. 308–319.
23. *Надеев А.И.* О точности регистрации в режиме счета фотонов при наличии фона // XXIV Рабочая группа «Аэрозоли Сибири»: тез. докл. Томск, 2018. С. 61.
24. *Кауль Б.В.* Антенный комплекс для лазерного зондирования верхних слоев атмосферы // *Оптика атмосфер. и океана.* 1992. Т. 5, № 4. С. 431–436.
25. *Беляев Б.И., Беляев М.Ю., Десинов Л.В., Казак А.А., Катковский Л.В., Роговец А.В.* Спектральные распределения яркости излучения при спектрометрировании земли из космоса // *Журн. прикл. спектроск.* 2012. Т. 79, № 4. С. 669–675.
26. *Razenzov I.A., Eloranta E.W., Razenzov I.I.* Stable Coaxial Lidar Transceiver // 25th International Laser Radar Conf. St. Petersburg, Russia. 2010. P. 195–198.
27. *Razenzov I.A., Eloranta E.W., Hedrick J.P., Holz R.E., Kuehn R.E., Garcia J.P.* A High Spectral Resolution Lidar Designed for Unattended Operation in the Arctic // 21st International Laser Radar Conf. Quebec, Canada. 2002. P. 57–60.

I.A. Razenzov. Optimization of parameters of a turbulent lidar.

The article presents a comparison of experimental and calculated data on the shape of the peak of back-scattering enhancement in the propagation of a beam in a turbulent atmosphere. Two schemes of construction of a two-channel turbulent lidar are considered and calculations of the ratio of lidar echoes and the factor of turbulence influence on the average power of the scattered light on the receiver depending on the geometric characteristics of the receiver-transmitter are carried out. Recommended diameter transmit-receive aperture lidar is 50–70 mm. To create an eye-safe lidar with high potential, it is proposed to use a laser with a wavelength of 355 nm. The obtained estimate of the echo and of the influence of turbulence for day and twilight values of background light. The possibility of remote detection of turbulent zones in the troposphere is estimated for an ultraviolet turbulent lidar.