

Численное исследование возможностей ветрового зондирования в атмосферном слое 10–20 км когерентным доплеровским лидаром наземного базирования

И.Н. Смалихо[✉], В.А. Банах*

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

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.;
после доработки 21.06.2022 г.;
принята к печати 15.07.2022 г.

Численно исследованы возможности измерения скорости ветра в атмосферном слое от 10 до 20 км импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ) наземного базирования, работающем на молекулярном рассеянии света. В численных экспериментах определены требования к параметрам ИКДЛ с длинами волн зондирующего излучения 1 и 2 мкм для получения достоверной информации о скорости и направлении ветра в рассматриваемом атмосферном слое.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, молекулярное рассеяние, ветер, численное моделирование; coherent Doppler lidar, molecular scattering, wind, numerical simulation.

Введение

Определяющим фактором для извлечения информации о ветре из измерений импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ) является достаточно высокое отношение сигнал-шум SNR ($SNR = P_S/P_N$, где P_S – средняя мощность когерентно детектируемого лидарного эхосигнала; $P_N = \bar{S}_N B$ – средняя мощность шума детектора в задаваемой частотной полосе пропускания B , $\bar{S}_N$ – усредненная в пределах этой полосы спектральная плотность шума). Согласно теории однократного рассеяния света [1–3] SNR пропорционально энергии зондирующего импульса E_p и коэффициенту обратного рассеяния $\beta_\pi = \beta_{\pi a} + \beta_{\pi m}$ ($\beta_{\pi a}$ и $\beta_{\pi m}$ – коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния соответственно). В результате рассеяния строго назад зондирующего излучения на аэрозольных частицах, которые полностью переносятся ветровым потоком воздуха, формируется лидарный эхосигнал, имеющий спектральную плотность с относительно узким пиком (шириной, например, несколько МГц) на частоте $f_D = f_I + (\lambda/2)V_r$. Здесь f_I – промежуточная частота (разность частот зондирующего и опорного излучения), второе слагаемое – доплеровский сдвиг частоты, λ – длина волны зондирующего излучения и V_r – усредненная по зондируе-

мому объему радиальная скорость (проекция вектора скорости ветра на оптическую ось лазерного пучка ИКДЛ); положение ИКДЛ предполагается фиксированным в пространстве.

Особенность молекулярного рассеяния света заключается в том, что из-за хаотического движения молекул воздуха в пространстве на скоростях, сравнимых со скоростью звука, эффективная ширина спектра молекулярного рассеяния (определяемая температурой воздуха) примерно на два порядка больше, чем в случае аэрозольного рассеяния. При этом средняя скорость молекул воздуха в зондируемом объеме совпадает с V_r . Таким образом, если в ИКДЛ с $\lambda = 1$ (или 2) мкм используется аэрозольное рассеяние, то частотную полосу пропускания B следует задавать в 20 раз меньше, чем в случае использования молекулярного рассеяния. Это означает, что, когда $\beta_{\pi a}$ и $\beta_{\pi m}$ равны, SNR во столько же раз больше при использовании в ИКДЛ аэрозольного рассеяния по сравнению с молекулярным рассеянием.

Согласно известным экспериментальным данным [4, 5] в пределах пограничного слоя атмосферы (толщиной ~ 1 км) коэффициент $\beta_{\pi a}$, как правило, более чем на порядок превышает $\beta_{\pi m}$. С увеличением высоты h над Землей $\beta_{\pi a}(h)$ уменьшается значительно быстрее, чем $\beta_{\pi m}(h)$, и уже на высотах более 5 км для чистой (безоблачной) атмосферы в большинстве случаев основной вклад в β_π вносит молекулярное рассеяние. Кроме того, изменчивость

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru);
Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru).

коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\text{па}}$ является более существенной, чем вариации $\beta_{\text{пм}}$. Величина $\beta_{\text{па}}$ может опускаться до уровня, при котором ИКДЛ не способен регистрировать эхосигнал при любой максимально возможной большой энергии зондирующего импульса E_p . В связи с этим для зондирования ветра с помощью ИКДЛ в условиях предельно малых значений $\beta_{\text{па}}$ имеет смысл рассмотреть возможность использования молекулярного рассеяния в такой лидарной системе. Впервые это было сделано в [6], где получены теоретические оценки параметров ИКДЛ (диаметр приемо-передающего телескопа D , энергия зондирующего импульса E_p и число зондирующих импульсов N_a для спектральной аккумуляции), требуемых при использовании молекулярного рассеяния в прилегающем к Земле атмосферном слое толщиной 10 км. При этом пороговые значения E_p для разных длин волн определялись по равенству погрешности лидарной оценки радиальной скорости 1 м/с.

Настоящая работа посвящена численному исследованию возможностей использования молекулярного рассеяния для определения вектора скорости ветра с помощью конически сканирующего ИКДЛ наземного базирования в атмосферном слое на высотах от 10 до 20 км. Предложены алгоритм численного моделирования случайных реализаций доплеровского спектра при молекулярном рассеянии и способ оценивания радиальной скорости из таких спектров. В численных экспериментах определены пороговые (минимальные) значения энергии зондирующего импульса для ИКДЛ с длиной волны 1 и 2 мкм для зондирования ветра в рассматриваемом атмосферном слое.

1. Оценивание доплеровских спектров

Проведем численное исследование возможностей использования молекулярного рассеяния в работе импульсных когерентных доплеровских лидаров на длинах волн 1 и 2 мкм (1-микронный и 2-микронный ИКДЛ). Для каждого из этих лидаров выберем частотные полосы пропускания B , удовлетворяющие условию $B \gg \sigma_f$, где $\sigma_f = (2/\lambda)\sigma_v$ — полуширина спектра мощности лидарного эхосигнала и σ_v — среднеквадратическое отклонение скорости движения молекулы воздуха. Учитывая, что $\sigma_v \sim 300$ м/с, зададим B и $f_l = B/2$ равными, соответственно, 4 и 2 ГГц для 1-микронного ИКДЛ и 2 и 1 ГГц для 2-микронного ИКДЛ. Пусть тот и другой лидар посылают в атмосферу зондирующие импульсы длительностью $\tau_p = 500$ нс с частотой следования $f_p = 1$ кГц. При этом для получения спектров мощности лидарного эхосигнала используется временное окно длительностью $T_W = \tau_p = 500$ нс. Следовательно, ширина спектрального канала $\Delta f = 1/T_W = 2$ МГц, а число спектральных каналов в измеряемом спектре $L = B/\Delta f = 2000$ и 1000 в случаях 1-микронного и 2-микронного ИКДЛ.

В соответствии с указанными выше параметрами ИКДЛ оценку спектра $\hat{S}(f_k)$ мощности лидарно-

го сигнала можно получать из $2L \cdot N_a$ его отсчетов $Z(t_0 + l\delta t; n)$, воспользовавшись формулой [3]:

$$\hat{S}(f_k) = \frac{1}{N_a} \sum_{n=1}^{N_a} \left| \sum_{l=0}^{2L-1} Z(t_0 + l\delta t; n) \exp\left(-2\pi j \frac{kl}{2L}\right) \right|^2, \quad (1)$$

где $f_k = k\Delta f$ — частота, $k = 1, 2, 3, \dots, L$; t_0 — время, отсчитываемое с момента вылета зондирующего импульса из телескопа лидара; $l = 0, 1, 2, \dots, 2L - 1$ — номер отсчета; $\delta t = 1/(2B)$ — интервал дискретизации реального сигнала; $n = 1, 2, 3, \dots$, до полного числа посылок импульсов в атмосферу N_a ; $j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица. Будем считать, что сигнал $Z(t)$ нормирован на шумовую составляющую таким образом, что имеет место следующее соотношение для суммы всех спектральных компонент [3]:

$$\sum_{k=1}^L S(f_k) = \text{SNR} + 1, \quad (2)$$

где $S(f_k) = \langle \hat{S}(f_k) \rangle$ — нормированный спектр лидарного сигнала, угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций (т.е. оценка спектра $\hat{S}(f_k)$ является несмещенной).

Спектр $S(f_k)$ может быть представлен в виде суммы спектра мощности эхосигнала $S_S(f_k)$ и шумовой составляющей спектра $S_N(f_k)$ [3]:

$$S(f_k) = S_S(f_k) + S_N(f_k). \quad (3)$$

Так как мы рассматриваем здесь только молекулярное рассеяние света, для спектра $S_S(f_k)$ воспользуемся моделью [3]:

$$S_S(f_k) = \text{SNR} \frac{\Delta f}{\sqrt{2\pi}\sigma_f} \exp\left\{-\frac{(f_k - f_l - f_r)^2}{2\sigma_f^2}\right\}, \quad (4)$$

где $f_r = (2/\lambda)V_r$ — доплеровский сдвиг частоты. В действительности спектр $S_S(f_k)$ имеет более сложную форму (см., например, рис. 2 в [6]). В принципе, воспользовавшись описанным в [7] алгоритмом, можно рассчитать $S_S(f_k)$ с учетом эффекта столкновения молекул воздуха, но для рассматриваемых здесь длин волн $\lambda = 1$ и 2 мкм и высот $h = 10$ –20 км применение простой модели (2) не должно заметным образом повлиять на конечные результаты численного исследования, которые представлены ниже.

Из (2)–(4) с учетом неравенства $\Delta f \ll \sigma_f$ следует, что если бы шум был белым, то $S_N(f_k) = 1/L$. Но, когда величина $\text{SNR} \cdot B/(\sqrt{2\pi}\sigma_f)$ более чем на один порядок меньше единицы, даже небольшое отклонение $S_N(f_k)$ от равномерного распределения по частоте (белого шума) может привести к большой погрешности оценивания радиальной скорости из измерений $\hat{S}(f_k)$. В силу того, что с расстоянием $R = ct_0/2$ от лидара (c — скорость света и $0 < t_0 < f_p^{-1} - T_W$) мощность эхосигнала падает, шумовой спектр $S_N(f_k)$ может быть определен из лидарных измерений на больших расстояниях (когда мощность эхосигнала P_S пренебрежимо мала по сравнению с P_N). Например, при частоте следования импульсов $f_p = 1$ кГц это можно сделать

на расстояниях $\sim 50\text{--}150$ км при условии, что шумовая составляющая лидарного сигнала P_N не зависит от t_0 (или R).

Имея информацию о шуме $S_N(f_k)$ и величине σ_V , перейдем от оценки спектра мощности лидарного сигнала $\hat{S}(f_k)$ к оценке нормированного доплеровского спектра $\tilde{S}_D(f_k)$ следующим образом. Вначале вычитаем из измеренного спектра шум:

$$\hat{S}_S(f_k) = \hat{S}(f_k) - S_N(f_k). \quad (5)$$

Затем оцениваем отношение сигнал-шум:

$$\text{SNR} = \sum_{k=1}^L \hat{S}_S(f_k) / \sum_{k=1}^L S_N(f_k). \quad (6)$$

И наконец с учетом (4) определяем

$$\tilde{S}_D(f_k) = \hat{S}_S(f_k) / [\text{SNR} \Delta f / (\sqrt{2\pi} \sigma_f)]. \quad (7)$$

2. Определение радиальной скорости

Получаемые по формуле (1) оценки спектральных амплитуд на различных частотах являются статистически независимыми. При большом количестве импульсов N_a , используемом в (1) для спектральной аккумуляции (усреднении одиночных спектров), например когда $N_a \geq 1000$, оценки $\hat{S}(f_k)$ имеют распределение плотности вероятностей, близкое к нормальному, с дисперсией величины $\hat{S}(f_k)/S(f_k)$, равной N_a^{-1} [8]. В этом случае оценивание радиальной скорости V_r по максимуму правдоподобия [8] из массива спектральных амплитуд $\hat{S}(f_k)$ сводится к минимизации функционала

$$\rho(V_r) = \sum_{k=1}^L \left[\tilde{S}_D(f_k) - \exp \left\{ -\frac{(f_k - f_l - 2V_r/\lambda)^2}{2\sigma_f^2} \right\} \right]^2, \quad (8)$$

т.е.

$$\rho(\hat{V}_r) = \min \{ \rho(V_r) \}, \quad (9)$$

где $\hat{V}_r$ — оценка радиальной скорости.

В (8)–(9) осуществляется подгонка гауссовой зависимости спектра от частоты в соответствии с (4) к измеренному нормированному доплеровскому спектру $\tilde{S}_D(f_k)$ (полученному с использованием алгоритма (5)–(7)), что вполне применимо, если относительная погрешность оценки SNR значительно меньше 1.

3. Численное моделирование доплеровских спектров

Один из способов определения точности оценки радиальной скорости включает в себя следующие шаги: 1) численное моделирование случайных реализаций спектров мощности лидарного сигнала $\hat{S}(f_k)$; 2) оценивание из этих спектров радиальной скорости по алгоритму (5)–(9); 3) расчет погрешности

оценивания $E_r = \sqrt{\langle (\hat{V}_r - \bar{V}_r)^2 \rangle}$, где $\bar{V}_r$ — истинное значение радиальной скорости, усредненной по зондируемому объему. Для моделирования случайных реализаций $\hat{S}(f_k)$ можно воспользоваться формулой (1) и описанным, например, в [3] алгоритмом компьютерной генерации лидарного сигнала $Z(t_i; n)$. Однако такой подход потребует длительных компьютерных вычислений, особенно при большом числе посылок зондирующих импульсов в атмосферу N_a . Задача моделирования может быть существенно упрощена, если воспользоваться следующим алгоритмом.

Полагая, что шумовая составляющая спектра близка к белому шуму, мы задавали истинный (средний) спектр мощности лидарного сигнала $S(f_k)$ в виде (3) и (4), где $S_N(f_k) = L^{-1}$. Так как оценки спектральных амплитуд $\hat{S}(f_k)$ на разных частотах f_k являются статистически независимыми и для $N_a \geq 1000$ дисперсия отношения $\hat{S}(f_k)/S(f_k)$ равна N_a^{-1} , на компьютере мы генерировали случайные реализации $\hat{S}(f_k)$ в виде

$$\hat{S}(f_k) = S(f_k)(1 + \xi_k/\sqrt{N_a}), \quad (10)$$

где ξ_k — гауссов белый шум с нулевым средним и единичной дисперсией ($\langle \xi_k^2 \rangle = 1$).

На рис. 1 (цв. вкладка) приведены примеры численного моделирования случайных реализаций оценок нормированного доплеровского спектра $\tilde{S}_D(f_k)$, получаемого с использованием (5)–(7), в случае 1-микронного и 2-микронного ИКДЛ при двух значениях SNR и N_a ($\bar{V}_r = 0$ м/с). Здесь и далее мы задавали $\sigma_V = 300$ м/с.

4. Погрешности лидарных оценок радиальной скорости и компонент вектора скорости ветра

Из каждой моделируемой на компьютере реализации $\hat{S}(f_k)$ мы получали оценки радиальной скорости $\hat{V}_r$ с использованием алгоритма, описанного в разд. 2. Для этого каждый раз мы рассчитывали массив значений функционала $\rho(V_r)$ в точках на оси V_r от -30 до $+30$ м/с с шагом $0,1$ м/с и находили точку минимума (формула (9)). По 10000 независимых реализаций для $\lambda = 1$ и 2 мкм и при различных SNR мы получили зависимости погрешности оценки радиальной скорости E_r от SNR и N_a . Такие зависимости представлены на рис. 2. Анализ этого рисунка показал, что при $\text{SNR} \geq -16$ дБ погрешность $E_r \sim N_a^{-1/2}$. В связи с тем, что количество спектральных каналов в случае 1-микронного ИКДЛ в два раза больше, чем в случае 2-микронного, при $\text{SNR} \geq -16$ дБ ($N_a = 10^3$), $\text{SNR} \geq -20$ дБ ($N_a = 10^4$) и $\text{SNR} \geq -24$ дБ ($N_a = 10^5$) погрешность оценки радиальной скорости из измерений ИКДЛ с $\lambda = 1$ мкм в $\sqrt{2}$ раза меньше, чем E_r для ИКДЛ с $\lambda = 2$ мкм.

Пусть для извлечения информации о скорости и направлении ветра используются данные конически сканирующего ИКДЛ, работающего на молекулярном рассеянии. В численном моделировании,

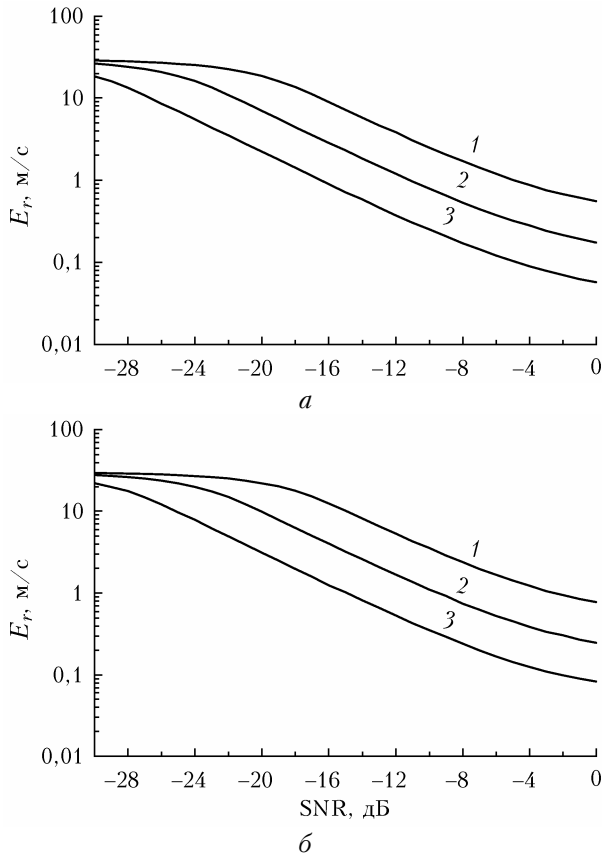


Рис. 2. Зависимости погрешности оценки радиальной скорости от отношения сигнал-шум в случае 1-микронного (а) и 2-микронного (б) ИКДЛ при $N_a = 1000$ (кривые 1), 10000 (кривые 2) и 100000 (кривые 3)

результаты которого представлены ниже, мы задавали угол места $\varphi = 60^\circ$ и за одно сканирование получали массив оценок радиальной скорости $\hat{V}_r(\theta_i)$, где $\theta_i = i\Delta\theta$ – азимутальный угол; $i = 0, 1, 2, \dots, I-1$ – номер луча, $I = 60$; $\Delta\theta = 6^\circ$ – разрешение по азимуту. Пусть при частоте следования импульсов $f_p = 1$ кГц для спектральной аккумуляции используется $N_a = 10000$, т.е. продолжительность одного измерения радиальной скорости $\Delta t = N_a/f_p = 10$ с, а время одного конического сканирования $T_{\text{scan}} = I\Delta t = 10$ мин при $I = 60$.

Для получения оценок компонент вектора скорости ветра $\mathbf{V} = \{V_x, V_y, V_z\}$ (V_x и V_y – горизонтальные и V_z – вертикальная компоненты) мы применяли процедуру подгонки $\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}_i$ ($\mathbf{S}_i = \{\cos\varphi\cos\theta_i, \cos\varphi\sin\theta_i, \sin\varphi\}$) к $\hat{V}_r(\theta_i)$ методом наименьших квадратов (прямая синусоидальная подгонка [3]), что в итоге сводилось к решению системы линейных уравнений. Оценки компонент вектора скорости ветра обозначим как $\hat{V}_x$, $\hat{V}_y$ и $\hat{V}_z$, а оценки скорости и угла направления ветра (горизонтального) обозначим, соответственно, как $\hat{U} = |\hat{V}_x + j\hat{V}_y|$ и $\hat{\theta}_V = \arg\{\hat{V}_x + j\hat{V}_y\}$. Учитывая, что в атмосферном слое 10–20 км, как правило, присутствует сильное струйное течение со скоростью, которая может достигать 60 м/с, при численном моделировании работы конически сканирующего ИКДЛ мы задавали

скорость ветра $U = 40$ м/с, вертикальную компоненту $V_z = 0$ м/с и угол направления ветра $\theta_V = 90^\circ$. С использованием 1000 независимых оценок скорости и направления ветра из моделируемых данных при различных SNR нами были рассчитаны погрешности оценок $E_U = \sqrt{\langle(\hat{U} - U)^2\rangle}$, $E_\theta = \sqrt{\langle(\hat{\theta}_V - \theta_V)^2\rangle}$ и $E_z = \sqrt{\langle(\hat{V}_z - V_z)^2\rangle}$.

На рис. 3 представлены зависимости погрешностей оценок скорости ветра (E_U), угла направления ветра (E_θ) и вертикальной компоненты вектора скорости ветра (E_z) от отношения сигнал-шум в случаях 1-микронного и 2-микронного ИКДЛ. Согласно требованиям многих практических приложений

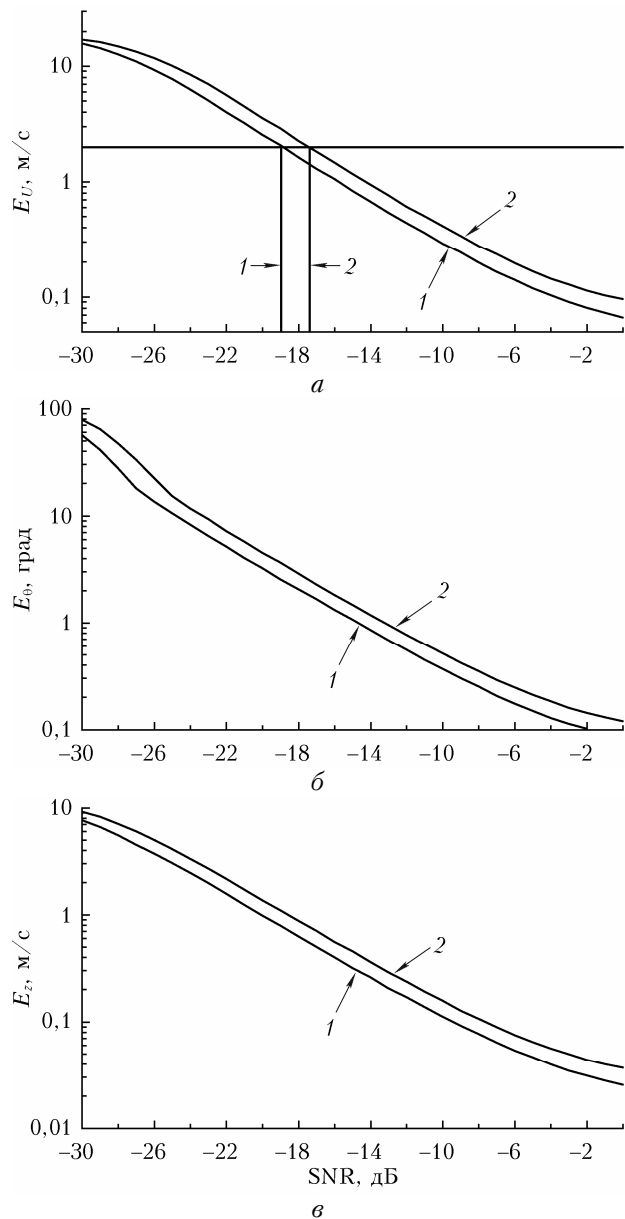


Рис. 3. Зависимости погрешности оценки скорости ветра (а), угла направления ветра (б) и вертикальной компоненты вектора скорости ветра (в) от отношения сигнал-шум в случае 1-микронного (кривые 1) и 2-микронного (кривые 2) ИКДЛ

к точности измерения скорости ветра, погрешность E_U не должна превышать 2 м/с. В точках пересечения горизонтальной линии ($E_U(\text{SNR}) = 2$ м/с) с кривыми 1 и 2 на рис. 3, а нами были определены пороговые значения отношения сигнал-шум $\text{SNR}_{\text{Thr}} = -18,8$ дБ для ИКДЛ с $\lambda = 1$ мкм (вертикальная линия 1 на рис. 3, а) и $\text{SNR}_{\text{Thr}} = -17,3$ дБ для ИКДЛ с $\lambda = 2$ мкм (вертикальная линия 2 на рис. 3, а). Различие этих пороговых значений SNR_{Thr} составляет 1,5 дБ $= 10 \lg(\sqrt{2})$ дБ в силу вышеупомянутого превышения погрешности оценивания радиальной скорости в $\sqrt{2}$ раза для случая $\lambda = 2$ мкм по сравнению с со случаем $\lambda = 1$ мкм. Согласно рис. 3, б, в при таких пороговых значениях отношения сигнал-шум погрешности $E_\theta(\text{SNR}_{\text{Thr}}) = 2,5^\circ$ и $E_z(\text{SNR}_{\text{Thr}}) = 0,75$ м/с.

Таким образом, мы определили пороговые значения отношения сигнал-шум SNR_{Thr} , превышение которых обеспечивает репрезентативную оценку скорости ветра. Чтобы найти минимальные значения энергии зондирующего импульса E_p , при которых будет получен результат с требуемой точностью для различных высот h в слое 10–20 км, воспользуемся моделями для вертикальных профилей $\text{SNR}(h)$ (отношение сигнал-шум линейно пропорционально энергии зондирующего импульса).

5. Модели вертикальных профилей отношения сигнал-шум

Согласно теории [2, 3] отношение сигнал-шум как функция расстояния R от ИКДЛ представимо в виде

$$\text{SNR}(R) = \frac{(1-q)\pi\eta E_p \lambda}{8hB} \times \beta_\pi(R \sin \varphi) T_A^2(R) \left(\frac{D}{R}\right)^2 \eta_S(R), \quad (11)$$

где q – потери энергии рассеянного излучения внутри лидара; η – квантовая эффективность фотодетектора; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка;

$$T_A(R) = \exp \left[- \int_0^R \beta_t(R' \sin \varphi) dR' \right] \quad (12)$$

– атмосферное пропускание, $\beta_t(h)$ – высотный профиль коэффициента ослабления излучения за счет поглощения и рассеяния молекулами воздуха и аэрозольными частицами; D – диаметр апертуры телескопа;

$$\eta_S(R) = \frac{1}{2} \left(\frac{8}{\pi} \right)^3 \left(\frac{R}{D} \right)^2 \frac{\lambda^2}{D_b^4} < \int_{-\infty}^{+\infty} I_p^2(R, \rho) d^2 \rho > \quad (13)$$

– эффективность системы (эффективность гетеродинамирования); D_b – диаметр зондирующего пучка (в плоскости апертуры телескопа), определяемый по уровню e^{-2} в распределении его интенсивности $D_b = 2\sqrt{2}a_0$ (a_0 – радиус зондирующего пучка на выходе из телескопа (при $R = 0$), определяемый

по спадаанию интенсивности пучка до уровня e^{-1} при отходе от точки максимума); $I_p(R, \rho)$ – мгновенное распределение нормированной интенсивности зондирующего пучка на расстоянии R в плоскости, перпендикулярной оптической оси, $\rho = \{x, y\}$; $\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy$ – интегрирование по всей этой плоскости. Интенсивность $I_p(R, \rho) = |U_p(R, \rho)|^2$, где

$$U_p(R, \rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_T(\rho') U_p(0, \rho') G(0, \rho'; R, \rho) d^2 \rho' \quad (14)$$

– комплексная нормированная амплитуда поля зондирующего излучения;

$$A_T(\rho') = \begin{cases} 1, & \text{если } |\rho'| \leq D/2 \\ 0, & \text{если } |\rho'| > D/2 \end{cases} \quad (15)$$

– функция зрачка апертуры телескопа;

$$U_p(0, \rho) = \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{2a_0^2} - j \frac{\pi}{\lambda F} \rho^2 \right\} \quad (16)$$

– комплексная нормированная амплитуда поля зондирующего излучения перед выходом через апертуру телескопа; F – расстояние в атмосфере, на которое фокусируется лазерный пучок; $\rho^2 = x^2 + y^2$; $G(0, \rho'; R, \rho)$ – функция Грина, описывающая распространение сферической волны из точки $\{0, \rho'\}$ в точку $\{R, \rho\}$ с граничным условием $G(0, \rho'; 0, \rho) = \delta(\rho' - \rho)$ (здесь $\delta(\rho' - \rho)$ – дельта-функция) и удовлетворяющая соотношению взаимности $G(0, \rho'; R, \rho) = G(R, \rho; 0, \rho')$.

Так как мы рассматриваем случай молекулярного рассеяния, положим в (11) коэффициент обратного рассеяния $\beta_\pi = \beta_{\pi m}$ (коэффициент обратного аэрозольного рассеяния $\beta_{\pi a} = 0$). Для высотного профиля коэффициента обратного молекулярного рассеяния воспользуемся известной моделью [4–6], которая хорошо описывается простым выражением

$$\beta_{\pi m}(h) = \beta_{\pi m}(0) \exp(-h/h_m), \quad (17)$$

где $\beta_{\pi m}(0) = 1,39(0,55/\lambda)^4 \cdot 10^{-6} (\text{м} \cdot \text{ср})^{-1}$, $h_m = 8,7$ км. Для высотного профиля коэффициента $\beta_t(h)$ мы использовали приведенную в [4] модель (для $\lambda = 1,06$ и $2,02$ мкм).

При распространении зондирующего излучения в атмосфере происходят случайные искажения его интенсивности $I_p(R, \rho)$ из-за турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха. При произвольных турбулентных условиях распространения света (произвольных значениях структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления C_n^2 [9–11] и длин трасс R) аналитического решения для эффективности системы $\eta_S(R)$ (см. формулу (13)) нет. Поэтому для расчетов $\eta_S(R)$ мы воспользовались описанным в [3] алгоритмом численного моделирования случайных распределений интенсивности $I_p(R, \rho)$. При этом 30-километ-

ровая трасса разбивалась на 150 слоев толщиной 200 м и на передней границе каждого слоя моделировался случайный фазовый экран с учетом значения C_n^2 на рассматриваемом расстоянии от лидара. Для усреднения в (13) (оператор в виде угловых скобок) мы использовали по 100 статистически независимых реализаций моделируемых значений

$$\mu(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p^2(R, \rho) d^2\rho.$$

Структурная характеристика C_n^2 в зависимости от атмосферных условий довольно изменчива. Моделирование случайных значений $\mu(R)$ проводилось нами на основе модели высотных профилей $C_n^2(h)$, предложенной в [12] для наилучших, средних и наихудших турбулентных условий распространения света. На рис. 4 приведена эта модель.

Воспользуемся показанной на рис. 4 моделью $C_n^2(h)$ для средних условий. Расчеты высотных профилей $\text{SNR}(h/\sin\varphi)$ по формулам (11)–(13) проведем, задав угол места $\varphi = 60^\circ$; потери внутри лидара $q = 0,2$; квантовую эффективность детектора $\eta = 0,8$; энергию зондирующего импульса $E_p = 1$ Дж; отношение диаметра телескопа к диаметру зондирующего пучка $D/D_b = 0,8$ [13] и фокусное расстояние $F = \infty$, для двух длин волн $\lambda = 1$ (при этом в (11) частотная полоса пропускания $B = 4$ ГГц) и $\lambda = 2$ мкм ($B = 2$ ГГц в (11)) и для трех диаметров телескопа $D = 10, 20$ и 30 см.

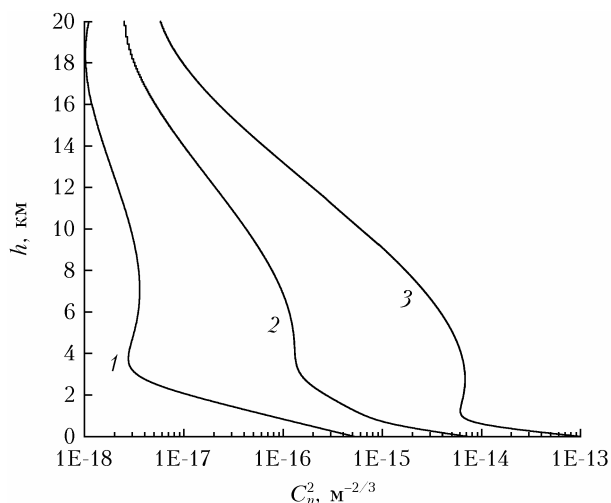


Рис. 4. Модель высотных профилей структурной характеристики показателя преломления для наилучших (1), средних (2) и наихудших (3) турбулентных условий распространения света

На рис. 5 показаны высотные профили $\text{SNR}(h/\sin\varphi)$ для ИКДЛ с $\lambda = 1$ и 2 мкм и различными диаметрами телескопа. Серым цветом показан интересующий нас атмосферный слой 10–20 км, а вертикальные штриховые и штрихпунктирные линии указывают на полученные выше пороговые значения SNR_{Thr} . Из анализа результатов, представленных на этом рисунке, следует, что в атмосферном слое 10–20 км наиболее оптимальный (в смысле

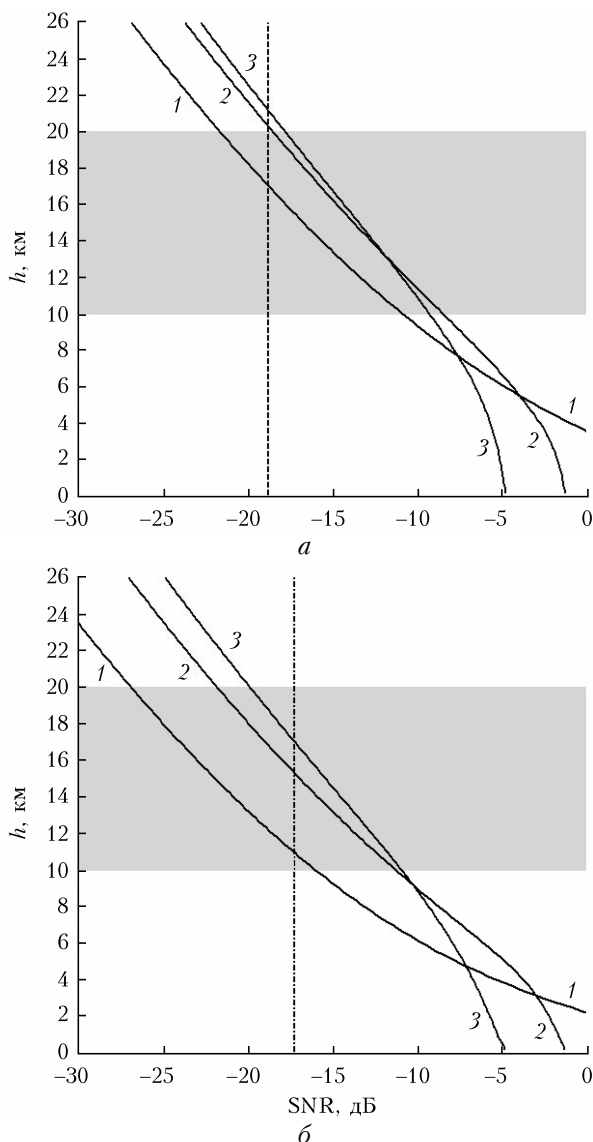


Рис. 5. Высотные профили отношения сигнал-шум для 1-микронного (а) и 2-микронного (б) ИКДЛ с энергией зондирующего импульса 1 Дж и диаметром телескопа 10 (кривые 1), 20 (кривые 2) и 30 см (кривые 3). Средние турбулентные условия распространения света. Штриховая и штрихпунктирные вертикальные линии указывают на пороговые значения $\text{SNR}_{\text{Thr}} = -18,8$ и $-17,3$ дБ соответственно

достижения максимальных значений SNR) диаметр телескопа $D = 20$ см для 1-микронного ИКДЛ и 30 см для 2-микронного ИКДЛ. Видно, что в рассматриваемом атмосферном слое энергия зондирующего импульса $E_p = 1$ Дж обеспечивает превышение порогового значения SNR_{Thr} при $\lambda = 1$ мкм и $D = 20$ см. В то же время, согласно рис. 5, б, ИКДЛ с $\lambda = 1$ мкм и $D = 20$ см при $E_p = 1$ Дж позволяет получать репрезентативную оценку скорости ветра максимум до высоты ~ 17 км. Поэтому, чтобы 2-микронный ИКДЛ мог получать достоверную информацию в пределах всего атмосферного слоя 10–20 км, энергия зондирующего импульса должна превышать 1 Дж.

Задав диаметр телескопа $D = 20$ и 30 см для ИКДЛ с длиной волны λ , соответственно, 1 и 2 мкм, мы рассчитали высотные профили отношения сигнал-шум для различных турбулентных условий распространения света в рамках модели, показанной на рис. 4. Результаты расчетов представлены на рис. 6. Видно (см. кривые 3), что в случае наихудших турбулентных условий распространения света ИКДЛ с $E_p = 1$ Дж не способен извлекать достоверную информацию о ветре в атмосфере выше $10\text{--}11$ км. Отметим, что результаты расчетов высотных профилей отношения сигнал-шум при наилучших и средних турбулентных условиях отличаются незначительно (см. кривые 1 и 2).

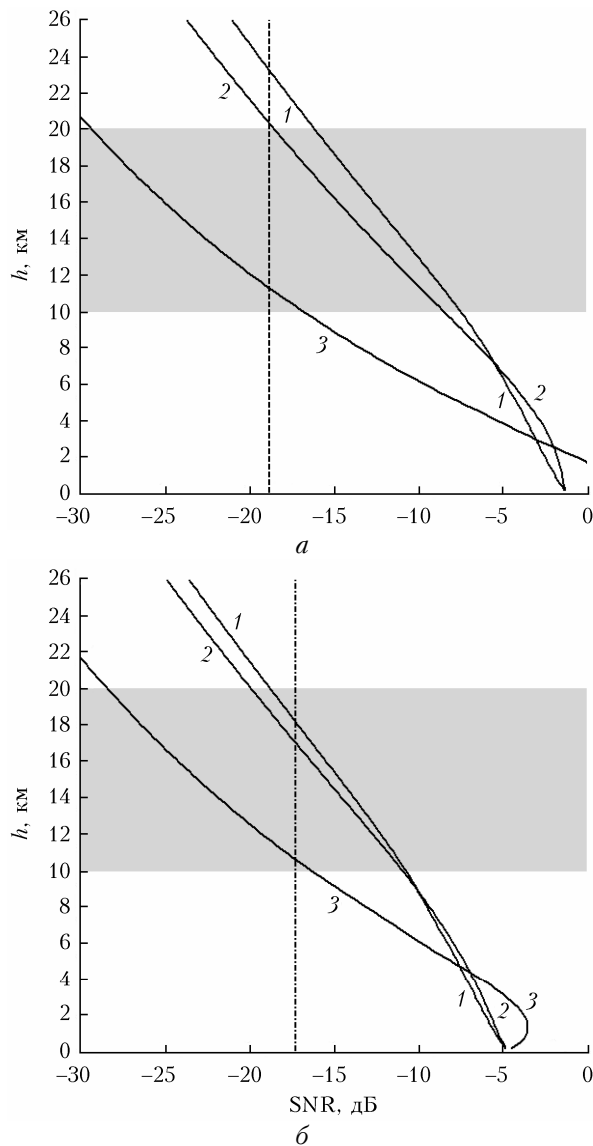


Рис. 6. Высотные профили отношения сигнал-шум для ИКДЛ с энергией зондирующего импульса 1 Дж, с $\lambda = 1$ мкм и $D = 20$ см (а) и $\lambda = 2$ мкм и $D = 30$ см (б) при наилучших (кривые 1), средних (кривые 2) и наихудших (кривые 3) турбулентных условиях распространения света. Штриховая и штрихпунктирная вертикальные линии указывают на пороговые значения $SNR_{Thr} = -18,8$ и $-17,3$ дБ соответственно

На основании представленных выше расчетов нами были определены зависимости максимальной высоты h_{max} измерения скорости ветра с погрешностью не более 2 м/с конически сканирующим ИКДЛ в зависимости от E_p . Параметры измерения скорости ветра с помощью ИКДЛ, работающем на молекулярном рассеянии, приведены в разд. 4.

6. Максимальная высота измерения скорости ветра с помощью ИКДЛ, использующего молекулярное рассеяние света, в зависимости от энергии зондирующего импульса

Воспользовавшись показанными на рис. 5 (или рис. 6) кривыми 2 ($E_p = 1$ Дж, $D = 20$ см при $\lambda = 1$ мкм и $D = 30$ см при $\lambda = 2$ мкм, средние турбулентные условия распространения света), которые обозначим как $SNR_1(h)$, и пороговыми значениями $SNR_{Thr} = -18,8$ дБ (для $\lambda = 1$ мкм) и $-17,3$ дБ (для $\lambda = 2$ мкм), мы определили зависимости $h_{max}(E_p)$ из равенства

$$SNR_1(h_{max}) = SNR_{Thr} - 10\lg(E_p), \quad (18)$$

где E_p задается в Дж, а $SNR_1(h)$ и SNR_{Thr} задается в дБ.

На рис. 7 представлены зависимости $h_{max}(E_p)$ для ИКДЛ, работающих на молекулярном рассеянии света, с $\lambda = 1$ и 2 мкм. Из данных этого рисунка следует, что для измерений ветра с погрешностью не более 2 м/с 1-микронным ИКДЛ на высоте 10 км требуется $E_p \geq 100$ мДж, а на высоте 20 км — ~ 1 Дж. Интересно отметить примерно двукратное превышение энергии зондирующего импульса, требуемой для измерения ветра на любой из высот в атмосферном слое $10\text{--}20$ км, в случае 2-микронного ИКДЛ по сравнению с 1-микронным лидаром. Этому есть простое объяснение, учитывая формулу (11) и то, что в слое $10\text{--}20$ км эффективности системы η_s для рассматриваемых здесь лидаров на $\lambda = 1$ и 2 мкм близки и составляют $\sim 0,2$, коэффициент обратного молекулярного рассеяния $\beta_{\pi\pi}$ для $\lambda = 1$ мкм в восемь раз больше, чем для $\lambda = 2$ мкм, и полоса пропускания B в два раза меньше для ИКДЛ с $\lambda = 2$ мкм, чем для 1-микронного лидара.

Таким образом, для получения достоверной информации о ветре вплоть до высоты 20 км из измерений ИКДЛ, использующим молекулярное рассеяние зондирующего излучения на длинах волн 1 и 2 мкм, энергия зондирующего импульса должна составлять $1\text{--}2$ Дж. Мы предполагаем, что частота следования зондирующих импульсов $f_p = 1$ кГц. Тогда при $E_p = 1$ Дж средняя мощность зондирующего излучения $P_p = E_p f_p$ составляет 1000 Вт. Если ИКДЛ с такой большой мощностью не существует или его создание в настоящее время технически не реализуемо, можно получить репрезентативную оценку скорости ветра из измерений ИКДЛ с меньшей мощностью P_p путем существенного увеличения ширины временного окна T_W (числа L) и времени сканирования T_{scan}

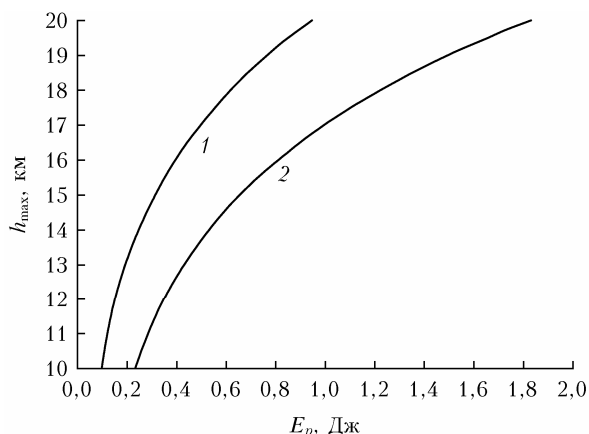


Рис. 7. Зависимости максимальной высоты измерения скорости ветра с помощью ИКДЛ, работающем на $\lambda = 1$ (кривая 1) и 2 мкм (кривая 2)

(или числа импульсов N_a для спектральной аккумуляции). Например, увеличение T_W и T_{scan} в 10 раз (продольный размер зондируемого объема $cT_W/2 = 750$ м; при $f_p = 1$ кГц суммарная продолжительность измерения $T_{scan} = 100$ мин; если число лучей за одно коническое сканирование $I = 60$, то $N_a = 10^5$ и $\Delta t = 100$ с) обеспечит репрезентативные измерения ветра лидаром с энергией зондирующего импульса E_p на порядок меньшей (и во столько же раз меньшей средней мощности P_p).

Заключение

Представлены результаты численного исследования возможности использования молекулярного рассеяния света для измерения скорости ветра в атмосферном слое 10–20 км с помощью импульсного когерентного доплеровского лидара наземного базирования. Рассмотрены два случая, когда ИКДЛ работает на длине волны 1 и 2 мкм. Для этих лидаров определены частотные полосы пропускания и предложены способы обработки исходных лидарных данных с целью получения оценок доплеровского спектра, радиальной скорости и компонент вектора скорости ветра.

Для оценки точности лидарных оценок скорости разработан алгоритм численного моделирования спектров мощности лидарного сигнала. С использованием этого алгоритма определены пороговые значения отношения сигнал-шум, выше которых погрешность лидарной оценки скорости ветра не превышает 2 м/с. В численных экспериментах, имитирующих распространение зондирующего излучения в турбулентной атмосфере, определены оптимальные диаметры телескопа ИКДЛ (20 см для 1-микронного и 30 см для 2-микронного лидара),

при которых отношение сигнал-шум максимально в слое 10–20 км для наилучших и средних турбулентных условий распространения света.

Из сопоставления найденных пороговых значений и высотных профилей отношения сигнал-шум получены зависимости максимальной высоты измерения ветра с помощью ИКДЛ, использующего молекулярное рассеяние, от энергии зондирующего импульса. Согласно этой зависимости для 1-микронного ИКДЛ, максимальная высота измерения составляет 10 и 20 км при энергии импульса, соответственно, ~ 100 мДж и 1 Дж. В случае 2-микронного ИКДЛ энергия импульса примерно в 2 раза больше.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 19-17-00170-П).

Список литературы

1. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
2. Frehlich R.G., Kavaya M.J. Coherent laser radar performance for general atmospheric turbulence // Appl. Opt. 1991. V. 30. P. 5325–5337.
3. Банах В.А., Смалыхо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
4. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.
5. Spinhine J.D., Chudamani S., Cavanaugh J.F., Buf-ton J.L. Aerosol and cloud backscatter at 1.06, 1.54, and 0.53 μ m by airborne hard-target-calibrated Nd:YAG/methane Raman lidar // Appl. Opt. 1997. V. 36, N 15. P. 3475–3490.
6. Rye B.J. Molecular backscatter heterodyne lidar: A computational evaluation // Appl. Opt. 1998. V. 37, N 27. P. 6321–6328.
7. Tenti G., Boley C.D., Desai R.C. On the kinetic model description of Rayleigh–Brillouin scattering from molecular gases // Canad. J. Phys. 1974. V. 52. P. 285–290.
8. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
10. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
11. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Современные проблемы атмосферной оптики. Часть 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 272 с.
12. Gurvich A.S., Gracheva M.E. Simple model for calculation of turbulent noise in optical systems // Phys. Atmos. Ocean. 1980. V. 16, N 10. P. 1107–1111.
13. Kameyama S., Ando T., Asaka K., Hirano Y. Semianalytic pulsed coherent laser radar equation for coaxial and apertured systems using nearest Gaussian approximation // Appl. Opt. 2010. V. 49, N 27. P. 5169–5174.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh. Numerical study of possibilities of wind sounding in the atmospheric layer from 10 to 20 km with a ground-based coherent Doppler lidar.

Possibilities of wind speed measurement in the atmospheric layer from 10 to 20 km with a ground-based pulsed coherent Doppler lidar (PCDL) operating on molecular light scattering are numerically studied. Requirements for the parameters of PCDL with sounding radiation wavelengths of 1 and 2 μ m for receiving reliable information about the wind speed and direction in the atmospheric layer under study are determined in numerical experiments.