

В.А. Банах, Х. Вернер*, Н.П. Криволицкий, И.Н. Смалихо

Многоапертурный когерентный прием в турбулентной атмосфере*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия
* Германский авиакосмический центр, г. Оберфафенхофен, ФРГ*

Поступила в редакцию 3.05.2000 г.

Проведен анализ отношения сигнал-шум при многоапертурном когерентном приеме лидарного сигнала в турбулентной атмосфере. Представлены результаты расчетов фактора эффективности многоапертурного приема при различной интенсивности турбулентности. Показано, что при большом числе субапертур когерентный прием наиболее эффективен на коротких трассах зондирования при слабой и на протяженных трассах при сильной турбулентности.

Введение

В работах [1–3] исследуется возможность повышения отношения сигнал-шум при когерентном приеме света с помощью многоапертурных систем. Известно несколько методов такого приема. В [1] показано, что наиболее эффективным из них является метод максимального отношения (MR). Суть метода заключается в следующем. Прошедшее атмосферную трассу излучение принимается набором разнесенных в пространстве приемных апертур и после смешивания с опорным излучением попадает на фотодетекторы, находящиеся в фокальной плоскости каждой из субапертур. В результате на детекторах появляются составляющие фототока на частоте, равной разности частот принимаемого и опорного пучков. Вследствие того что принимаемое излучение не является полностью пространственно когерентным, составляющие фототоков на разностной частоте имеют разные фазы. После сфазирования и умножения фототоков на коэффициенты усиления, пропорциональные амплитудам фототока на каждом из детекторов, осуществляется их сложение. При плохой пространственной когерентности принимаемого излучения, когда радиус когерентности падающей волны ρ_c оказывается существенно меньше размера приемной апертуры, замена одноапертурного приема приемом на несколько субапертур меньшего размера с эквивалентной суммарной площадью позволяет с помощью данного метода добиться улучшения эффективности гетеродинамирования и повышения отношения сигнал-шум [1, 3].

В [3] для когерентного приема лидарного сигнала найдены зависимости фактора усиления $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$, где $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}$ – среднее значение отношения сигнал-шум при многоапертурном приеме методом максимального отношения и $\langle CNR_0 \rangle$ – среднее значение отношения сигнал-шум при приеме одной апертурой от числа субапертур N при различных отношениях суммарной площади приемника $A_{R,O}$ к площади когерентности $A_c = \pi \rho_c^2$.

Полученные в [3] результаты не учитывают влияния атмосферной турбулентности. В атмосфере турбулентные неоднородности показателя преломления воздуха

приводят к существенному ухудшению пространственной когерентности поля принимаемой волны и, как следствие, снижению эффективности гетеродинамирования и падению отношения сигнал-шум. В случае моностатической схемы локации использование результатов работы [3] для расчета отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ путем учета турбулентности в расчетах площади когерентности A_c является некорректным из-за неучета корреляции волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях [4]. В настоящей статье исследуется эффективность многоапертурного когерентного приема лидарного сигнала в турбулентной атмосфере. С помощью численного моделирования рассчитываются средние значения отношения сигнал-шум для случая приема методом максимального отношения.

1. Формулы для среднего значения отношения сигнал-шум и геометрия приема

При когерентном приеме эхосигнала одним телескопом среднее значение отношения сигнал-шум $\langle CNR_0 \rangle$ определяется выражением [5]:

$$\langle CNR_0 \rangle = \frac{\eta}{h\nu B} \frac{1}{P_0} \left\langle \left| \int_{A_0} d^2 \rho E_s(\rho, t) E_{LO,0}^*(\rho) \right|^2 \right\rangle, \quad (1)$$

где η – квантовая эффективность детектора; $h\nu$ – энергия фотона; B – полоса пропускания приемника; P_0 – мощность опорного пучка; $E_s(\rho, t)$ – комплексная амплитуда поля рассеянной волны в момент времени t ; $E_{LO,0}(\rho)$ – комплексная амплитуда поля опорного пучка. В (1) интегрирование ведется по поверхности приемной апертуры телескопа A_0 , поле $E_{LO,0}(\rho)$ задается в виде

$$E_{LO,0}(\rho) = \sqrt{\frac{P_0}{\pi a_0^2}} \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{2a_0^2} \right\}, \quad (2)$$

где a_0 – радиус опорного пучка.

При приеме эхо-сигнала на N апертур с использованием метода максимального отношения в [3] для среднего значения отношения сигнал-шум $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}$ получена формула

$$\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} = \frac{\eta}{h\nu B} \frac{1}{P_{LO,N}} \sum_{i=1}^N \left\langle \left| \int_{A_i} d^2 \rho E_s(\mathbf{\rho}, t) E_{LO,i}^*(\mathbf{\rho}) \right|^2 \right\rangle, \quad (3)$$

где предполагается, что площади разнесенных в пространстве субапертур A_i одинаковы и мощности всех опорных пучков равны: $P_{LO,N} = P_0/N$. Зададим амплитуду поля i -го опорного пучка в виде

$$E_{LO,i}(\mathbf{\rho}) = \sqrt{\frac{P_0}{\pi a_0^2}} \exp \left\{ -\frac{(\mathbf{\rho} - \mathbf{\rho}_i)^2}{2a_0^2 / N} \right\}, \quad (4)$$

где вектор положения центра i -го пучка радиуса $a_0/N^{1/2}$ определяется как

$$\mathbf{\rho}_i = \{2(n+1-2k)a_0/n, 2(n+1-2l)a_0/n\}, \quad (5)$$

$i = k + n(l-1)$; $k, l = 1, 2, \dots, n$; $N = n^2$. Для данной геометрии расположения приемников сумма $\sum_{i=1}^N$ в формуле (3)

соответствует двойной сумме $\sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^n$.

В дальнейшем будем считать, что $A_i \gg \pi a_0^2 / N$ (например, радиус субапертуры a_i в два раза больше a_0 и a_i/n во столько же раз превышает a_0/n). Тогда в (1) и (3) интегралы $\int_{A_0} d^2 \rho$ и $\int_{A_i} d^2 \rho$ можно без существенной потери точности заменить на $\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho$.

В результате из (1)–(5) для фактора эффективности многоапертурного приема, определяемого как отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$, имеем

$$\frac{\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}}{\langle CNR_0 \rangle} = N \frac{\sum_{i=1}^N \left\langle \left| \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho E_s(\mathbf{\rho}, t) \exp \left\{ -\frac{N}{2a_0^2} (\mathbf{\rho} - \mathbf{\rho}_i)^2 \right\} \right|^2 \right\rangle}{\left\langle \left| \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho E_s(\mathbf{\rho}, t) \exp \left\{ -\frac{1}{2a_0^2} \mathbf{\rho}^2 \right\} \right|^2 \right\rangle}. \quad (6)$$

Рассмотрим два предельных случая, когда радиус когерентности волны ρ_c , падающей на приемную апертуру телескопа, удовлетворяет следующим условиям: 1) $\rho_c \gg a_0$ и 2) $\rho_c \ll a_0/n$. В первом случае для $E_s(\mathbf{\rho}, t)$ в (6) можно пренебречь зависимостью от $\mathbf{\rho}$ и тогда $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle = 1$. При реализации условия $\rho_c \ll a_0/n$ для функции когерентности $\langle E_s(\mathbf{\rho}_1, t) E_s^*(\mathbf{\rho}_2, t) \rangle$ в (6) можно воспользоваться приближением $\langle E_s(\mathbf{\rho}_1, t) E_s^*(\mathbf{\rho}_2, t) \rangle \sim \delta(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2)$. В результате имеем: $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle = N$. Таким образом, отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ лежит в пределах от 1 до N и, следовательно, относительная эффективность многоапертурного приема возрастает с ухудшением когерентности рассеянной волны.

В случае рассеяния импульсного зондирующего излучения на аэрозольных частицах входящая в (6) комплексная амплитуда поля $E_s(\mathbf{\rho}, t)$ определяется выражением [5, 7]:

$$E_s(\mathbf{\rho}, t) = \lambda \sum_{m=1}^{M_p} A_m e^{j\Psi_m} E_T(z_m, \rho_m, t) G(z_m, \rho_m; 0, \mathbf{\rho}), \quad (7)$$

где λ – длина волны; A_m – амплитуда обратного рассеяния; $\{z_m, \rho_m\}$ – координата m -й частицы; M_p – число частиц; Ψ_m – начальная фаза волны, рассеянной m -й частицей; G – функция Грина;

$$E_T(z_m, \rho_m, t) = \int d^2 \rho' E_T(0, \rho', t - 2z_m/c) G(0, \rho'; z_m, \rho_m) \quad (8)$$

– комплексная амплитуда поля зондирующего импульса. Будем считать, что начальный радиус зондирующего пучка совпадает с радиусом опорного пучка при одноапертурном приеме. Тогда

$$E_T(0, \rho', t) = \sqrt{\frac{P_T(t)}{\pi a_0^2}} \exp \left\{ -\frac{\rho'^2}{2a_0^2} \right\}, \quad (9)$$

где $P_T(t)$ – мгновенная мощность; $\int_{-\infty}^{+\infty} dt' P_T(t') = U_p$ – энергия зондирующего импульса.

В формуле (6) среднее значение $\langle CNR \rangle$ представим как $\langle \overline{CNR} \rangle_{\text{турб}}$, где черта означает усреднение по параметрам A_m , Ψ_m и $\{z_m, \rho_m\}$, а $\langle \dots \rangle_{\text{турб}}$ – усреднение по турбулентным флуктуациям показателя преломления воздуха, обуславливающим стохастичность функций Грина в формулах (7) и (8). В результате из (6)–(9) можно получить выражение для отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ в виде

$$\frac{\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}}{\langle CNR_0 \rangle} = N \frac{\sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho'' \langle I_T(R, \rho'') I_{N,i}(R, \rho'') \rangle_{\text{турб}}}{\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho'' \langle I_T(R, \rho'') I_{1,1}(R, \rho'') \rangle_{\text{турб}}}, \quad (10)$$

где

$$I_T(R, \rho'') = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho' \exp \left\{ -\frac{\rho'^2}{2a_0^2} \right\} G(0, \rho'; R, \rho'') \right|^2 \quad (11)$$

– нормированная интенсивность зондирующего пучка; $R = ct/2$ – расстояние от лидача до центра зондируемого объема, c – скорость света;

$$I_{N,i}(R, \rho'') = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho \exp \left\{ -\frac{N}{2a_0^2} (\mathbf{\rho} - \mathbf{\rho}_i)^2 \right\} G(0, \rho; R, \rho'') \right|^2 \quad (12)$$

– нормированная интенсивность, которую имел бы i -й опорный пучок при его распространении от i -й субапертуры до плоскости рассеяния. Очевидно, что в случае рассматриваемой здесь моностатической схемы локация интенсивности опорного пучка при одноапертурном приеме $I_{1,1}(R, \rho'')$ полностью совпадает с интенсивностью зондирующего пучка $I_T(R, \rho'')$.

2. Результаты расчетов

При анализе эффективности многоапертурного зондирования ограничимся рассмотрением вертикальных и наклонных трасс зондирования, когда можно воспользоваться приближением фазового экрана, полагая в (11) и (12)

$$G(0, \rho'; R, \rho'') = G_0(0, \rho'; R, \rho'') e^{j\psi_1(\rho')} \text{ и}$$

$$G(R, \rho''; 0, \rho) = G_0(0, \rho; R, \rho'') e^{j\psi_2(\rho)}, \text{ где}$$

$$G_0(0, \rho'; R, \rho'') = \frac{k}{2\pi j R} \left\{ j \frac{k}{2R} (\rho' - \rho'')^2 \right\} - \text{функция Грина в}$$

однородной среде; $k = 2\pi/\lambda$; ψ_1 – фазовый набег, вызываемый турбулентными неоднородностями показателя преломления.

Найдем сначала отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ в пребрежении корреляций интенсивностей зондирующего $I_T(R, \rho'')$ и опорного $I_{N,i}(R, \rho'')$ пучков, положив в (10) $\langle I_T I_{N,i} \rangle = \langle I_T \rangle \langle I_{N,i} \rangle$ и $\langle I_T I_{1,1} \rangle = \langle I_T \rangle \langle I_{1,1} \rangle$. В результате имеем

$$\frac{\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}}{\langle CNR_0 \rangle} = \frac{N [1 + \Omega (1 + 4a_0^2 / \rho_c^2)]}{1 + N\Omega (N + 4a_0^2 / \rho_c^2)} \times \left[\sum_{i=1}^n \exp \left\{ - \frac{4(n+1-2i)^2}{1 + N\Omega (1 + N + 4a_0^2 / \rho_c^2)} \right\} \right]^2, \quad (13)$$

где $N = n^2$ – число субапертур; $\Omega = (R/k a_0^2)^2$; ρ_c – радиус когерентности рассеянной волны в плоскости приема; $\rho_c^{-2} = \rho_{cv}^{-2} + 2\rho_{ct}^{-2}$,

$$\rho_{cv} = 2a_0 / (1 + \Omega^{-1})^{1/2} \quad (14)$$

– радиус когерентности в однородной среде,

$$\rho_{ct} = (1,46k^2 C_n^2(0) z_{\text{eff}})^{-3/5} \quad (15)$$

– радиус когерентности плоской волны в турбулентной атмосфере; C_n^2 – структурная характеристика турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха; $z_{\text{eff}} = \int_0^{\infty} dz C_n^2(z) / C_n^2(0)$ – эффективная толщина турбулентного слоя атмосферы.

Из (13) следует, что в случае коротких трасс зондирования при выполнении условия $(N + 8a_0^2 / \rho_{ct}^2) \Omega \ll 1$ и $N \gg 4$

$$\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle = c_1 N, \quad (16)$$

где $c_1 = (\pi/8) [\text{erf}(2)]^2 \approx 0,389$. Отметим, что в этом случае радиус когерентности $\rho_c \approx \rho_{cv} \approx 2R/(ka_0)$ значительно меньше радиуса отдельного опорного пучка $a_0/N^{1/2}$. Тем не менее в (16) коэффициент c_1 меньше единицы, что связано с влиянием сферичности среднего фазового фронта рассеянной волны в пределах опорных пучков, у которых фазовые фронты плоские.

Наибольший для практики интерес представляет случай протяженных трасс, когда $\Omega \gg 1$ (дальняя зона дифракции зондирующего пучка). При этом, в соответствии с (14), радиус когерентности в однородной среде ρ_{cv} в пределе равен начальному диаметру зондирующего пучка $2a_0$, а средний фазовый фронт рассеянной волны можно считать плоским. Из (13) для случая $\Omega \gg 1$ получаем

$$\frac{\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}}{\langle CNR_0 \rangle} = \frac{N (1 + 4a_0^2 / \rho_c^2)}{N + 4a_0^2 / \rho_c^2}, \quad (17)$$

где $\rho_c^{-2} = (2a_0)^{-2} + 2\rho_{ct}^{-2}$.

Рассмотрим случай, когда радиус пространственной когерентности ρ_c много больше диаметра отдельного опорного пучка $2a_0/N^{1/2}$, т.е. выполняется условие $N \gg 4a_0^2 / \rho_c^2$. При этом из (17) получаем

$\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle = 2(1 + 4a_0^2 / \rho_c^2)$. Здесь при слабой турбулентности ($a_0 \ll \rho_{ct}$) использование многоапертурной системы дает увеличение отношения сигнал-шум, по сравнению со случаем лидара с одной приемной апертурой, лишь в 2 раза. С ростом интенсивности турбулентности когерентность рассеянной волны и эффективность гетеродинамирования, при приеме на одну апертуру, ухудшаются и, как показывают расчеты без учета корреляции встречных волн, величина $\langle CNR_0 \rangle$ монотонно уменьшается. При этом если выполняется условие $\rho_c \gg 2a_0/N^{1/2}$, то отношение сигнал-шум при многоапертурном приеме остается неизменным. Таким образом, чем сильнее турбулентность, тем больше отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$, которое при $\Omega \gg 1$ и $8a_0^2/N^{1/2} \ll \rho_{ct}^2 = 8a_0^2$, как следует из (17), равно $8a_0^2 / \rho_{ct}^2$.

Если радиус когерентности становится много меньше радиуса опорного пучка ($\rho_c \ll a_0/N^{1/2}$), то из (17) имеем $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle = N$. Это согласуется с выводом, полученным выше из анализа (6) в случае предельно малого размера радиуса когерентности ρ_c , и непосредственно следует из (13) при $\rho_{ct} \rightarrow 0$.

Используемое при получении (13) приближение независимости интенсивностей для числителя в формуле (10) $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}$ не приводит к существенной потере точности и в общем случае, особенно при $N \gg 1$. Поэтому можно воспользоваться этим приближением для оценки $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle |_{\mu_T=0}$, где $\mu_T = (2a_0/\rho_{ct})^2$, $\langle CNR_0 \rangle |_{\mu_T=0}$ – отношение сигнал-шум при приеме одной апертурой в случае $\mu_T = 0$ ($\rho_{ct} = \infty$). Найдем число субапертур N , при котором для $\Omega \gg 1$ отношение сигнал-шум будет таким же, как и при приеме одной апертурой, но в отсутствие турбулентности. Приравнявая

$$\frac{\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}}{\langle CNR_0 \rangle |_{\mu_T=0}} = \frac{2N}{1 + N + 2\mu_T} \text{ единице, находим}$$

$$N = 1 + 2\mu_T. \quad (18)$$

Для лидара с $\lambda = 2$ мкм и $a_0 = 7,5$ см при $C_n^2(0) = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ и $z_{\text{eff}} = 500$ м, в соответствии с (16), число апертур, при котором устраняется влияние турбулентности на отношение сигнал-шум, равно примерно 100.

Знаменатель в формуле (10) можно представить как

$$\int d^2 \rho'' \langle I_T(R, \rho'') \rangle^2 [1 + \sigma_I^2(R, \rho'')],$$

где σ_I^2 – относительная дисперсия флуктуаций интенсивности зондирующего пучка. Известно, что при очень сильной турбулентности ($\mu_T \gg 1$) дисперсия $\sigma_I^2 \approx 1$. Следовательно, в случае реализаций условий $\mu_T \gg 1$ и $N \gg 1$ расчеты по формуле (13) будут как минимум в 2 раза завышать результат для отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$.

С целью учета в (10) корреляции интенсивностей I_T и $I_{N,i}$ проводилось численное моделирование распространения пучка, прошедшего через турбулентный фазовый экран. После получения 100 независимых реализаций мгновенных распределений $I_T(R, \rho'')$ и $I_{N,i}(R, \rho'')$ по формуле (10) рассчитывалось отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$.

На рис. 1 представлены зависимости отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ от числа субапертур N для лидара с $\lambda = 2$ мкм и $a_0 = 7,5$ см при $z_{eff} = 500$ м и различных $C_n^2(0)$. Точки, соединенные штриховыми линиями, – расчет по формуле (13), а точки, соединенные сплошными линиями, – результат численного моделирования. Показанные на рис. 1,а зависимости фактора эффективности многоапертурной приемной системы от числа субапертур N в отсутствие турбулентности ($C_n^2 = 0$) качественно согласуются с результатами,

полученными в [3], где рассматривается несколько иная геометрия приема. Сравнение приведенных на рис. 1,б–г результатов расчетов $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ без учета (по формуле (13)) и с учетом (путем численного моделирования) корреляции интенсивностей I_T и $I_{N,i}$ показывает, что в некоторых случаях корреляция встречных волн занижает эффективность многоапертурного приема почти в 3 раза (сравни штриховые и сплошные кривые).

Расчеты по формуле (13) дают лишь увеличение отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ с ростом C_n^2 . Однако результаты численного моделирования, где учитывается корреляция волн, распространяющихся в прямом и обратном направлении, в ряде случаев указывают на немонотонность зависимости фактора $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ от C_n^2 . Это наглядно иллюстрирует рис. 2.

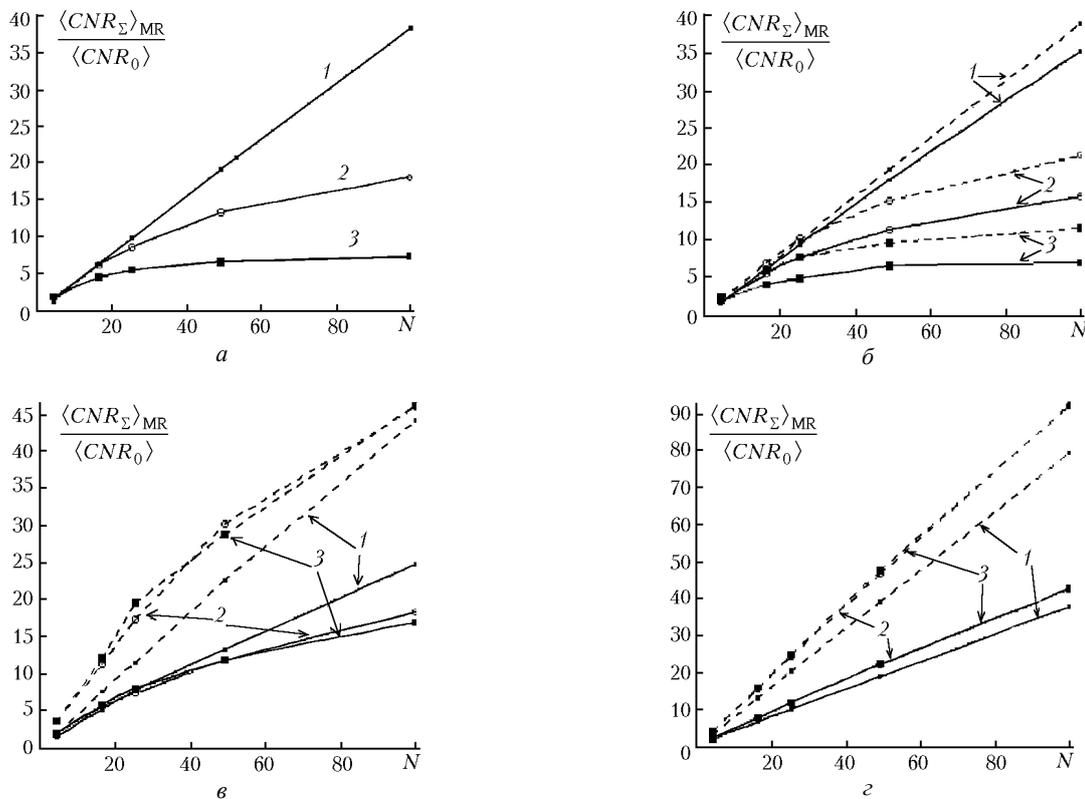


Рис. 1. Зависимость отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ от числа апертур N при $C_n^2 = 0$ (а), $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (б), $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (в) и $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (г); 1 – $R = 1$ км; 2 – 5 км; 3 – 10 км

В частности, при длине трассы зондирования $R = 1$ км и $N = 100$ (кривая 2 на рис. 2) с ростом C_n^2 отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ вначале падает, затем возрастает. Такое поведение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ можно объяснить, если учесть, что увеличение C_n^2 , с одной стороны, приводит к ухудшению пространственной когерентности принимаемого сигнала, а с другой – к более заметному проявлению эффекта усиления обратного рассеяния при приеме одной апертурой [6, 7]. Для параметров $R = 1$ км при $\lambda = 2$ мкм, $a_0 = 7,5$ см и $z_{eff} = 500$ м изменение C_n^2 до

значений $C_n^2 \sim 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ несущественно скажется на когерентности принимаемой волны и, соответственно, $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR}$ слабо изменится, в то время как $\langle CNR_0 \rangle$ за счет эффекта усиления обратного рассеяния возрастет. Поэтому отношение $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ в этом случае с ростом C_n^2 уменьшается. Дальнейшее увеличение C_n^2 ($C_n^2 > 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$) в конечном итоге приведет к существенному ухудшению пространственной когерентности рассеянной волны. Эффективность многоапертурного приема в этом случае возрастает.

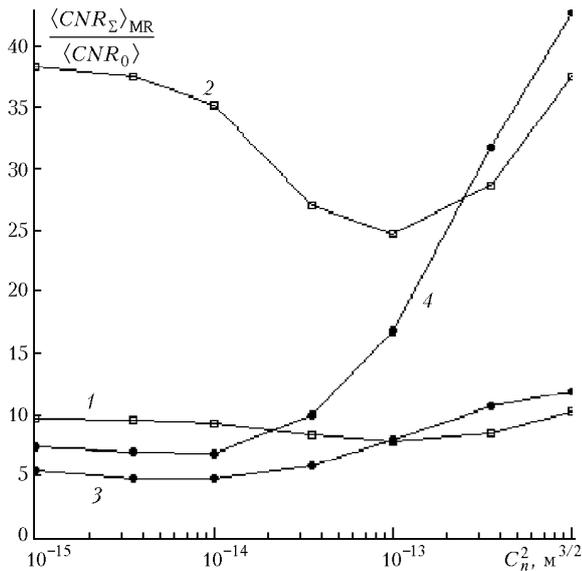


Рис. 2. Зависимость отношения $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ от C_n^2 ; 1, 2 – $R = 1$ км; 3, 4 – $R = 10$ км; 1, 3 – $N = 25$; 2, 4 – $N = 100$

Как следует из данных рис. 2, использование большого числа приемных субапертур дает наибольший эффект в случае коротких трасс зондирования при слабой турбулентности, а в случае протяженных трасс – при сильной турбулентности.

Заключение

В статье представлен анализ отношения сигнал-шум при многоапертурном когерентном приеме лидарного сигнала в турбулентной атмосфере. Расчеты факто-

ра эффективности многоапертурного приема в турбулентной атмосфере без учета корреляции зондирующего и рассеянного излучения показали, что $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ при большом числе субапертур N возрастает с увеличением интенсивности турбулентности. Вследствие того что в турбулентной атмосфере для моностатической схемы локации эффект усиления обратного рассеяния (из-за корреляции зондирующего и рассеянного излучения) максимален при приеме на одну апертуру, а при многоапертурном приеме он практически отсутствует, величина $\langle CNR_{\Sigma} \rangle_{MR} / \langle CNR_0 \rangle$ имеет немонотонную зависимость от C_n^2 и в случае коротких трасс зондирования эффективность многоапертурного приема может быть заметно (до полутора раз) ниже, чем в однородной среде.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 98-05-03131 и 00-05-64033).

1. Gatt P. et al. // Appl. Opt. 1996. V. 35. № 30. P. 5999–6009.
2. Xu J., Andrews L., and Phillips R. // Proc. SPIE. 1999. V. 3615. Paper № 3615–33.
3. Winzer P.J. // Tenth Biennial Coherent Laser Radar Technology and Application Conference, Oregon. 1999. P. 225–228.
4. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 173 с. Banakh V.A. & Mironov V.L. Lidar in a Turbulent Atmosphere. Artech House. Boston & London, 1987. 185 p.
5. Frehlich R.G., and Kavaya M.J. // Appl. Opt. V. 30. № 36. P. 5325–5350.
6. Clifford S.F. and Wandzura S. // Appl. Opt. 1981. V. 20. № 3. P. 514–516.
7. Banakh V.A., Smalikho I.N., Werner Ch. Numerical simulation of the effect of refractive turbulence on the statistics of a coherent lidar return in the atmosphere // Appl. Opt. 2000 (to be published).

V.A. Banakh, Ch. Werner, N.P. Krivolutskii, I.N. Smalikho. **Multiple-aperture coherent reception in the turbulent atmosphere.**

The signal-to-noise ratio at multiple-aperture coherent reception of a lidar signal in turbulent atmosphere is under examination. The calculational results for the efficiency factor of the multiaperture reception at various intensities of the turbulence are presented. The coherent reception is shown to be the most efficient at large number of subapertures along short sensing paths at weak turbulence and along extended paths – at strong turbulence.