

УДК 621.371.24

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ЗЕРКАЛА ОВФ, В КАНАЛЕ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ОБЛАЧНОЙ СРЕДЫ

P. X. Алмаев, С. С. Лебедев

Исследованы особенности распространения излучения по трассе с отражением от зеркала, обращающего волновой фронт, в неоднородном канале, сформированном в турбулентной облачной среде в результате просветления. Показано, что оптимальная концентрация излучения на приемной апертуре может быть достигнута за счет предварительной подфокусировки лазерного пучка и подбора места расположения зеркала с учетом отклонения пучка как целого в неоднородном канале.

Использование зеркал, обращающих волновой фронт (зеркал ОВФ), в атмосфере для оптимальной концентрации излучения в настоящее время является одним из перспективных направлений адаптивной оптики [1]. Этот вопрос пока обсуждался лишь для условий распространения излучения в «чистой» незамутненной аэрозолем атмосфере (см., например, [3, 5]). Возможность создания каналов просветления в облаках [4] позволяет ставить вопрос шире о применении зеркал ОВФ для решения задач улучшения работы в атмосфере оптических систем зондирования, связи, посадки самолетов при неблагоприятных погодных условиях (облака, туманы). Особенностью таких задач является, в частности, наличие регулярной неоднородности диэлектрической проницаемости и наведенных флуктуаций среды и пучка, возникающих в канале просветления в результате нелинейного взаимодействия излучения с аэрозолем. При этом прохождение излучения (как действующего, так и малоинтенсивного — зондирующего) через канал просветления будет существенно отличаться от линейного распространения светового пучка в «чистой» атмосфере, а, следовательно, в условиях нелинейного взаимодействия изменится и функционирование оптических систем с зеркалами ОВФ. В настоящей работе исследуются особенности прохождения зондирующего пучка излучения по трассе с отражением от зеркала ОВФ в просветляемой турбулентной облачной среде.

Считаем, что стационарный канал просветления создается в облачной среде, занимающей область $z \geq 0$ и переносимой однородным ветровым потоком, с помощью излучения CO₂-лазера, распространяющегося вдоль оси z . Узкий по сравнению с шириной канала пучок зондирующего излучения посыпается в зону просветления также в направлении оси z . Источник зондирующего излучения с комплексной амплитудой $u_0(\rho)$ (ρ — радиус-вектор в плоскости $z=\text{const}$) и приемник излучения находятся в плоскости $z=0$, а зеркало ОВФ с коэффициентом отражения $f(\rho)$ расположено в плоскости $z=L$.

Диэлектрическую проницаемость ϵ просветляемой среды в пределах узкого пучка зондирующего излучения можно представить в виде [4]

$$\epsilon = \bar{\epsilon} + \tilde{\epsilon} = \epsilon_0 + \delta_x \rho_x + \beta^2 \rho^2 + i \epsilon_I + \tilde{\epsilon}, \quad (1)$$

где $\bar{\epsilon}$ — регулярная часть ϵ , ϵ_0 — значение реальной части $\bar{\epsilon}$ в невозмущенной среде, ϵ_I — мнимая часть $\bar{\epsilon}$, $\tilde{\epsilon}$ — флуктуации диэлектрической проницаемости, $\rho = |\rho|$, ρ_x , ρ_y — компоненты вектора ρ , причем ρ_x от-

считывается вдоль оси коллинеарной с вектором скорости ветра, δ_x , β^2 — коэффициенты разложения в ряд по ρ неоднородной диэлектрической проницаемости среды, которые в зоне просветления определяются прежде всего такими параметрами, как начальная водность и скорость переноса облака, интенсивность и поперечные размеры воздействующего пучка [4]. При интенсивностях просветляющего среду излучения $I_0 = 10 \div 10^2 \text{ Вт/см}^2$, радиусах пучка порядка 10 см, типичных значениях водности облаков $W_0 = 0,1 \div 0,3 \text{ г/м}^3$ и скорости ветра $V = 10^2 \div 10^3 \text{ см/с}$ величины δ_{1x} и β^2 меняется в пределах $\delta_{1x} \approx 10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$, $\beta^2 \approx 2 \cdot 10^{-10} \div 6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2}$.

Для расчета поля волны, отраженной от зеркала ОВФ, в плоскости приема воспользуемся соотношением (см., например, [5])

$$u(\rho) = \int d\rho' f(\rho') u_n^*(\rho', L) G(0, \rho; L, \rho'), \quad (2)$$

где ρ, ρ' — радиусы-векторы в плоскостях $z=0, z=L$ соответственно, G — функция точечного источника, $u_n(\rho', L)$ — комплексная амплитуда волны, падающей на зеркало:

$$u_n(\rho', L) = \int d\rho u_0(\rho) G(0, \rho; L, \rho'). \quad (3)$$

Проанализируем сначала ситуацию, когда $\varepsilon = 0$ и пучок распространяется в регулярно-неоднородном канале с $\tilde{\varepsilon}$ вида (1). В этом случае можно показать, что функция G имеет вид

$$G(0, \rho; L, \rho') = \frac{k\beta}{2\pi i \sinh \beta L} \exp\left(-\frac{k\varepsilon_1 L}{2}\right) \exp\left\{ik\left[\frac{\beta \cosh \beta L}{2 \sinh \beta L} \times \right.\right. \\ \times (\rho^2 + \rho'^2) \left.\right] - \frac{ik\beta}{\sinh \beta L} \rho \rho' + \frac{ik \delta_x (\cosh \beta L - 1)}{2\beta \sinh \beta L} (\rho_x + \rho'_x) - \\ \left.\left. - \frac{ik\delta_x^2}{8\beta^3} \left[\beta L - \frac{2(\cosh \beta L - 1)}{\sinh \beta L}\right]\right]\right\}. \quad (4)$$

Рассмотрим задачу для гауссова пучка с комплексной амплитудой при $z=0$:

$$u_0(\rho) = u_0 \exp\left[-\frac{\rho^2}{2a_0^2} \left(1 + \frac{ika_0^2}{F}\right)\right],$$

где u_0 — амплитуда на оси пучка, a_0 — его радиус, F — фокусное расстояние. Подставляя G и $u_0(\rho)$ в (3) и проводя интегрирование для u_n , получим

$$u_n(\rho', L) = \frac{u_0}{g} \exp\left(-\frac{k\varepsilon_1 L}{2}\right) \exp\left\{\frac{ik\beta \cosh \beta L}{2 \sinh \beta L} + \frac{ik \delta_x (\cosh \beta L - 1)}{2\beta \sinh \beta L} \rho'_x - \right. \\ \left. - \frac{ik\delta_x^2}{8\beta^3} \left[\beta L - \frac{2(\cosh \beta L - 1)}{\sinh \beta L}\right]\right\} - \frac{ik\beta \rho'^2}{2g \sinh \beta L} - \frac{ik\beta}{2g \sinh \beta L} \rho'_y \}, \quad (5)$$

$$\left. - \frac{ik\delta_x^2}{8\beta^3} \left[\beta L - \frac{2(\cosh \beta L - 1)}{\sinh \beta L}\right]\right\} - \frac{ik\beta \rho'^2}{2g \sinh \beta L} - \frac{ik\beta}{2g \sinh \beta L} \rho'_y \},$$

где $\tilde{\rho}_x = \rho'_x - \frac{\delta_x (\cosh \beta L - 1)}{2\beta^2}$, $g = \left(\cosh \beta L - \frac{\sinh \beta L}{\beta F}\right) + i \frac{\sinh \beta L}{k\beta a_0^2}$. Из (5)

следует, что наличие в среде неоднородного канала с $\tilde{\varepsilon}$ вида (1) приводит к существенному по сравнению со случаем однородной среды изменению уширения пучка, а также к смещению максимума интенсивности I волны в плоскости $z=L$ вдоль ρ_x на расстояние

$$\rho_n = \frac{\delta_x (\cosh \beta L - 1)}{2\beta^2}.$$

Пусть зеркало, центр которого расположен в точке $\rho' = \rho_0$, имеет коэффициент отражения

$$f(\rho') = f_0 \exp \left[-\frac{(\rho' - \rho_0)^2}{2l^2} \right], \quad (6)$$

где l — характерный размер зеркала ОВФ.

Подставляя величину, комплексно-сопряженную (5), а также (4) и (6), в (2) и проводя интегрирование, получим выражение для поля отраженной волны, исходя из которого для распределения интенсивности отраженной волны в плоскости приема имеем

$$I(\rho) = \frac{I_0 f_0^2}{T(L)} e^{-2k_F l L} \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{a_0^2} \frac{(1 + (a_0^2/l^2) gg^*)}{T(L)} + \frac{\rho_x (\rho_{0x} - \rho_h) (g^* + g)}{l^2 T(L)} + \right. \\ \left. + \frac{\rho_y \rho_{0y} (g + g^*)}{l^2 T(L)} - \frac{[(\rho_{0x} - \rho_h)^2 + \rho_{0y}^2]}{l^2 T(L)} \left(1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta L}{k^2 \beta^2 a_0^2 l^2} \right) \right\}. \quad (7)$$

Здесь ρ_{0x} , ρ_{0y} — координаты центра зеркала в плоскости $z=L$,

$$T(L) = \left(1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta L}{k^2 \beta^2 a_0^2 l^2} \right)^2 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta L}{k^2 \beta^2 l^4} \left(\operatorname{ch} \beta L - \frac{\operatorname{sh} \beta L}{\beta F} \right)^2. \quad (8)$$

Из (7) видно, что степень восстановления отраженной от зеркала ОВФ конечных размеров волны при распространении ее в канале просветления облачной среды существенно зависит от выбора места расположения зеркала, фокусного расстояния F , а также определяется размерами пучка, зеркала и величиной неоднородности канала. Наилучшего восстановления отраженной волны по интенсивности можно достигнуть, если поместить зеркало ОВФ в точку $\rho_{0x} = \rho_h$, $\rho_{0y} = 0$ и использовать фокусированный пучок с $F = F_{\text{опт}} = \frac{\operatorname{sh} \beta L}{\beta \operatorname{ch} \beta L}$.

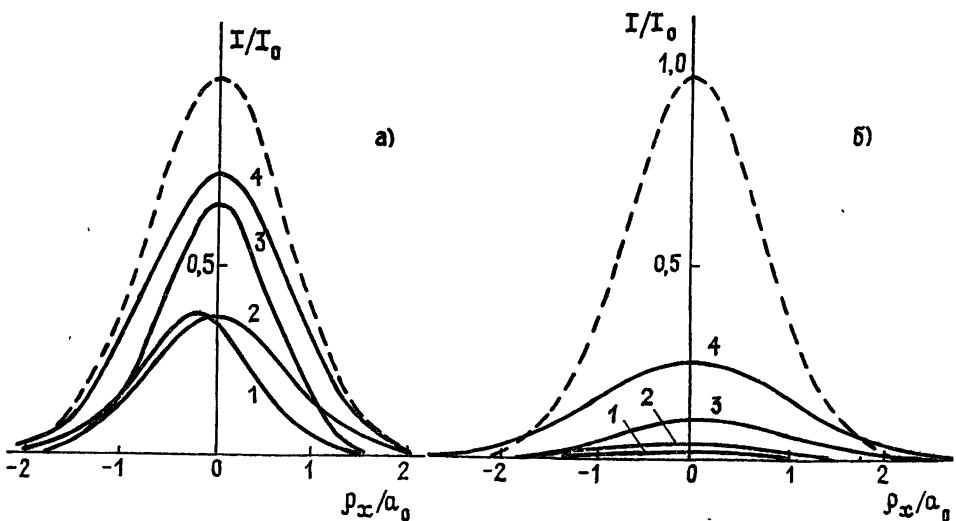


Рис. 1. Распределение интенсивности отраженного пучка излучения вдоль оси ρ_x .

На рис. 1 представлены характерные распределения интенсивности излучения по ρ_x в плоскости приема для отраженных от зеркала ОВФ коллимированного (кривые 1, 3) и фокусированного с $F = F_{\text{опт}}$ (кривые 2, 4) пучков. Кривые 1, 2 относятся к случаю, когда зеркало помещено напротив источника $\rho_{0x} = \rho_{0y} = 0$, кривые 3, 4 — к случаю, когда зеркало смещено в точку $\rho_{0x} = \rho_h$, $\rho_{0y} = 0$. Штриховой линией дано рас-

пределение интенсивности падающего пучка при $z=0$. По горизонтальной оси отложено значение ρ_x , нормированное на первоначальный радиус пучка, по вертикальной — интенсивность излучения, нормированная на ее максимальное значение на входе в среду. Параметры задачи следующие: длина волны излучения — 0,63 мкм, начальный радиус пучка — 0,5 см, расстояние от источника до зеркала — 300 м, $f_0=1$, размер зеркала а) — 5 см, б) — 2 см, параметры неоднородности канала — $\delta_x=10^{-8}$ см $^{-1}$, $\beta^2=10^{-8}$ см $^{-2}$. Принято также $k\epsilon_1 L \ll 1$. Варианты а) и б) иллюстрируют зависимость степени восстановления сигнала от размера зеркала ОВФ. Из рисунка видно, что во всех рассматриваемых случаях отраженный пучок приходит в плоскость $z=0$, не полностью восстановившись. Его мощность и максимальная интенсивность, меньше, чем у исходного пучка. В случае коллимированного пучка и несмещенного зеркала отраженный пучок перестает быть симметричным относительно первоначальной оси симметрии. Искажения пучка уменьшаются при смещении зеркала к точке $\rho_{0x}=\rho_h$, $\rho_{0y}=0$. Уменьшение мощности отраженного от зеркала ОВФ излучения вызвано тем, что из-за рефракции и дифракции зондирующего пучка в канале просветления не вся его энергия попадает на зеркало и отражается от него (см. кривые 1, 2). Отметим также, что при не очень высоком уровне просветления ($k\epsilon_1 L > 1$) дополнительное уменьшение отраженного сигнала обусловливается ослаблением зондирующего пучка.

Особенности распространения излучения в просветляемой турбулентной облачной среде по трассе с отражением рассмотрим на примере отражения волны точечного источника от зеркала ОВФ в расфокусирующем канале просветления с диэлектрической проницаемостью, равной $\epsilon = \epsilon_0 + \beta^2 \rho^2 + \epsilon$. Примем, что источник излучения расположен в точке $\rho = \rho_{01}$. Проанализируем два предельных случая — слабых и сильных флюктуаций интенсивности.

Проведенные расчеты показывают, что на коротких трассах ($L < k\rho_k^2(L)$, ρ_k — радиус когерентности сферической волны), когда реализуется случай слабых флюктуаций, поведение средней интенсивности отраженной волны аналогично описанному в [5] для турбулентной среды без регулярной рефракции, т. е. распределение средней интенсивности на приемной апертуре одинаково независимо от того, присутствуют в среде случайные неоднородности или нет. Влияние регулярной рефракции на характер взаимодействия излучения со случайными неоднородностями проявится лишь в изменении зависимости радиуса когерентности от длины трассы, что, в свою очередь, изменит область применимости приближения слабых флюктуаций. Если в среде без регулярной неоднородности в радиус когерентности волны уменьшается по мере увеличения длины трассы $\rho_{k0} \sim L^{-3/5}$, то в расфокусирующем турбулентном канале радиус когерентности ρ_k^0 определяется соотношением [2]

$$\rho_k^0 = \left(0,365 k^2 C_\epsilon^2 \frac{1}{\operatorname{sh}^{5/3} \beta L} \int_0^L d\xi \operatorname{sh}^{5/3} \beta \xi \right)^{-3/5},$$

из которого видно, что ρ_k^0 зависит от L слабее, чем ρ_{k0} , и, начиная с $L > 1/\beta = L_h$, радиус когерентности практически не меняется с увеличением длины трассы. В условиях, когда рефракция излучения существенна ($\beta L \gg 1$, $L/L_h \gg 1$), предельная длина трассы $L_{\text{пр}}^0$, до которой справедливо приближение слабых флюктуаций, может значительно превышать соответствующую величину $L_{\text{пр}0}$ для турбулентной среды с $\epsilon = \text{const}$:

$$\frac{L_{\text{пр}}^0}{L_{\text{пр}0}} = (1,2)^{6/5} \left(\frac{L_{\text{пр}0}}{L_h} \right)^{6/5} \gg 1 \quad (\text{в силу } L_{\text{пр}0} > L \gg L_h). \quad (9)$$

$$\text{В (9)} \quad L_{\text{пр}0} = (0,27 C_\epsilon^2 k^{7/6})^{-6/11}.$$

При сильных флюктуациях интенсивности ($L > k_p$) волновое поле имеет гауссову статистику. Используя то обстоятельство, что в этом случае функция корреляции поля четвертого порядка выражается через функции корреляции второго порядка, для средней интенсивности отраженной волны получим

$$\bar{I} = \frac{k^4 \beta^4}{16 \pi^4 \operatorname{sh}^4 \beta L} \left\{ \int \int dq_1 dq_2 f(q_1) f^*(q_2) \exp \left[\frac{i k \beta}{\operatorname{sh} \beta L} (\rho - \rho_{01}) (q_1 - q_2) - 2 D_\varphi (q_1 - q_2) \right] + \Gamma^2 (\rho - \rho_{01}) \int \int dq_1 dq_2 f(q_1) f^*(q_2) \times \right. \\ \left. \times \exp \left[\frac{i k \beta}{\operatorname{sh} \beta L} (\rho - \rho_{01}) (q_1 - q_2) \right] \right\}, \quad (10)$$

где $\Gamma = \exp(-D_\varphi)$, $D_\varphi(\rho)$ — структурная функция флюктуаций фазы.

Анализ (10) сходен с выполненным в [3] для аналогичного соотношения, определяющего среднюю интенсивность отраженного сигнала в однородной турбулентной среде. Если размер зеркала меньше радиуса когерентности сферической волны в канале просветления, то средняя интенсивность отраженной волны в месте расположения точечного источника в два раза больше, чем интенсивность I_p отраженной волны в канале просветления с регулярными характеристиками. В случае, когда размер зеркала больше радиуса когерентности, распределение интенсивности состоит из узкого пика шириной порядка r_k с максимумом I_p и широкого пьедестала шириной порядка L/k_{pk} с максимальным значением много меньше I_p .

Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы об эффективности использования зеркал ОВФ на просветляемых атмосферных трассах распространения излучения.

Отраженный от зеркала ОВФ пучок в просветляемой капельной среде не полностью восстанавливается. Это вызвано тем, что из-за рефракции и дифракции падающего пучка в канале просветления не вся его энергия попадает на зеркало и отражается от него. Наименьшие искажения имеют место для сфокусированного пучка с фокусным расстоянием $F = \operatorname{sh} \beta L / \beta \operatorname{ch} \beta L$ и при условии, что центр зеркала ОВФ совмещен с точкой максимума падающей на него волны. При слабых флюктуациях интенсивности средняя интенсивность отраженной от зеркала ОВФ волны в просветляемой случайно-неоднородной среде совпадает с интенсивностью волны в регулярной среде. А при сильных флюктуациях характер распределения отраженной волны различен в зависимости от соотношения между размером зеркала и радиусом когерентности сферической волны в канале просветления. Следует также иметь в виду, что при одинаковых значениях параметров турбулентности характерная длина трассы L_{pr} , разделяющая области слабых и сильных флюктуаций, в расфокусирующем канале может быть существенно большей, чем в регулярно однородной среде.

В заключение заметим, что и в условиях «чистой» атмосферы при анализе работы оптических систем с зеркалами ОВФ также необходимо учитывать изменение параметров среды под действием излучения, если мощность излучения превышает пороговые значения нелинейных эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адаптивная оптика. — Сб. статей. — М.: Мир, 1980.
2. Алмаев Р. Х., Нерушев А. Ф., Семенов Л. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 9, с. 1351.
3. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 635.

4. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
5. Малахов А. Н., Половинкин А. В., Саичев А. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 579.

Институт экспериментальной
метеорологии

Поступила в редакцию
2 января 1985 г.,
после переработки
7 февраля 1986 г.

PROPAGATION OF RADIATION REFLECTED FROM A RWF MIRROR THROUGH THE CLEARANCE CHANNEL IN A CLOUD MEDIUM

R. Kh. Almaev, S. S. Lebedev

Peculiarities of radiation propagation along a trace providing for radiation reflection from a RWF mirror (a mirror reversing the wave front) within a channel, which is characterized by the non-uniform parameters and formed due to clearing a turbulent cloud medium, are studied. It has been shown that the optimum radiation concentration at receiving aperture can be attained by focusing preliminarily the laser beam and by choosing properly the mirror location with consideration of beam deflection, as a whole, in the non-uniform channel.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, Т. XXVI, № 5, 1986 г.

Власов М. Н., Похунков С. А. Воздействие на верхнюю атмосферу выпусков некоторых химически активных газов.

Представлена теоретическая модель поведения химически активных газов в верхней атмосфере. Модель основана на диффузионном приближении с учетом конкретной кинетики фотохимических процессов. На основе модели оценено воздействие на верхнюю атмосферу выпусков следующих газов: O_2 , NO , NO_2 и колебательно-возбужденного N_2 . Оценки проведены для выпусков на высотах областей E и F ионосферы. Определены характерные времена и пространственные масштабы изменений параметров верхней атмосферы при выпусках различных масс газов.

Рожанский В. А. Магнитосферные эффекты, вызванные ионосферными неоднородностями.

Проанализировано влияние инерциальных токов в магнитосфере на эволюцию бесконечной в холловском направлении плазменной полосы в рамках двуслойной модели ионосферы. Показано, что продольные токи, связывающие ионосферу и магнитосферу, могут достигать значений $\sim 10^{-5} \text{ A/m}^2$.

Ляцкий В. Б., Плясова-Бакунина Т. А. О влиянии геомагнитных пульсаций $Pc\ 4$ на пульсации $Pc\ 1$.

Одновременные наблюдения на спутниках ATS пульсаций в диапазоне $Pc\ 1$ и $Pc\ 4$ открывают возможность объяснения наблюдавшейся амплитудной вариации пульсаций $Pc\ 1$ модуляцией инкремента их нарастания более низкочастотными пульсациями $Pc\ 4$. Рассчитана эффективность этого механизма модуляции.

Павлов В. А. Акустический импульс над эпицентром землетрясения.

Построено приближенное решение задачи об эволюции акустического импульса над эпицентром землетрясения с учетом слабой нелинейности и при наличии потерь. Изучены закономерности образования ударной волны, формирования треугольного профиля, диссиpации за счет вязкости и теплопроводности. Произведен расчет основных параметров волнового процесса для модели стандартной атмосферы.