

УДК 537.87

О ВЛИЯНИИ РЕФРАКЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ (АТМОСФЕРЕ)

В. В. Виноградов, А. Г. Костерин, А. С. Медовиков, А. И. Саичев

Исследуется регулярная рефракция волнового пучка в турбулентной среде с линейной аппроксимацией усредненного высотного профиля диэлектрической проницаемости в рамках параболического уравнения квазиоптики с привлечением диффузионного приближения. Показано, что наряду с турбулентным уширением пучка происходит его регулярное смещение как целого. При этом, из-за наличия в приземном слое атмосферы связи структурной характеристики флуктуаций диэлектрической проницаемости с высотным градиентом ее среднего значения, оба эффекта взаимосвязаны. На основании экспериментальных данных о постоянстве во времени отношения углов рефракции, измеренных в точках излучения и приема, делается вывод о неизменности вдоль трассы временной зависимости высотного градиента средней диэлектрической проницаемости.

1. Широкое использование оптических систем при лазерной локации, связи и т. п. вызывает необходимость учета рефракционных искажений траектории распространения волн в атмосфере. Теория оптической рефракции достаточно глубоко разработана в приближении геомоптики [1-4], которое, однако, полностью игнорирует дифракционные эффекты и, следовательно, накладывает ограничения на длину трассы распространения; кроме того, оно неправильно описывает сильные флуктуации волнового поля [5, 6].

Цель данной работы состоит в исследовании влияния регулярной рефракции на распространение волнового пучка в турбулентной среде с использованием линейной аппроксимации усредненного высотного профиля диэлектрической проницаемости в рамках параболического уравнения квазиоптики, с привлечением диффузионного приближения. Полученные результаты применяются для интерпретации экспериментально обнаруженного факта о постоянстве во времени отношения углов рефракции, измеренных в точках излучения и приема [7].

2. Диэлектрическую проницаемость приземного слоя атмосферы $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ можно представить в виде

$$\epsilon(\mathbf{r}, t) = 1 + \nu(\mathbf{r}, t),$$

где поправка $|\nu| \ll 1$, в свою очередь, равна

$$\nu(\mathbf{r}, t) = \bar{\nu}(\mathbf{r}, t) + \tilde{\nu}(\mathbf{r}, t).$$

Здесь $\bar{\nu} \equiv \langle \nu(\mathbf{r}, t) \rangle$ — регулярная, а $\tilde{\nu}(\mathbf{r}, t)$ — случайная составляющая, характеризующая турбулентные флуктуации диэлектрической проницаемости $\epsilon(\mathbf{r}, t)$.

Для $\nu(\mathbf{r}, t)$ характерна отчетливо выраженная зависимость от высоты $(\mathbf{r}, x_0) = \mathbf{x}$ (x_0 — единичный вертикальный вектор) над земной поверхностью. Обычно высотные профили $\bar{\nu}(\mathbf{r}, t)$ — монотонно убы-

вающие функции высоты x [5, 8]. Однако в реальных условиях нередки случаи отклонения от такой зависимости, соответствующие образованию инверсных слоев или слоистых неоднородностей. Согласно [3], вертикальные масштабы слоев различны; чаще всего встречаются слои толщиной от нескольких до сотен метров. С другой стороны, на трассах в несколько километров отклонение траектории пучка от прямолинейной обычно не превышает метра. Поэтому, разлагая регулярную составляющую $\bar{v}(r, t)$ в ряд по степеням x , можно ограничиться первым слагаемым:

$$\bar{v}(r, t) = \mu(z, t) r x_0.$$

Зависимость $\mu(z, t)$ от z отражает реальное изменение регулярного градиента диэлектрической проницаемости $\varepsilon(r, t)$, обусловленное, например, свойствами подстилающей поверхности.

3. Распространение оптической волны в турбулентной среде с регулярной рефракцией будем описывать в приближении параболического уравнения квазиоптики [5, 9]:

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \Delta_{\perp} u + k^2 (\mu(z) r x_0 + \tilde{v}(z, \rho)) u = 0. \quad (1)$$

Здесь z, ρ — продольная и поперечная координаты, Δ_{\perp} — поперечный лапласиан, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число. Комплексная амплитуда поля $u(z, \rho)$ в плоскости $z=0$ удовлетворяет граничному условию

$$u(0, \rho) = u_0(\rho).$$

Информацию о распределении средней интенсивности в поперечном сечении и углов распространения волны несет функция когерентности [5, 9]

$$\Gamma(z, R, \rho) = \left\langle u\left(z, R + \frac{1}{2}\rho\right) u^*\left(z, R - \frac{1}{2}\rho\right) \right\rangle,$$

которая в диффузионном приближении удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial z} - \frac{i}{k} \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial R \partial \rho} = \left(\frac{ik}{2} \mu(z) r x_0 - \frac{k^2}{4} D(z, \rho) \right) \Gamma \quad (2)$$

с начальным условием

$$\Gamma(0, R, \rho) = u_0\left(R + \frac{1}{2}\rho\right) u_0^*\left(R - \frac{1}{2}\rho\right).$$

Здесь предполагается, что структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости $D(z, \rho)$, как и $\mu(z)$, меняется вдоль трассы:

$$D(z, \rho) = A(z, 0) - A(z, \rho), \quad A(z, \rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tilde{v}(z, r) \tilde{v}(z + s, r + \rho) \rangle ds.$$

Решить уравнение (2) можно, используя преобразование Фурье по переменной R [5]:

$$\Gamma(z, R, \rho) = \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \iint d^2 R' d^2 \rho' \Gamma(0, R', \rho') \exp \left[\frac{ik}{z} (R - R') \cdot \right. \\ \left. \times (\rho - \rho') \right] \exp \left[- \frac{k^2 z}{4} \int_0^1 D(z\xi, \rho\xi + \rho'(1 - \xi)) d\xi + \right] \quad (3)$$

$$+ \frac{ik}{2} x_0 \int_0^1 \mu(z\xi) (\rho\xi + \rho'(1-\xi)) d\xi \Big].$$

Выражение (3) можно привести к виду, допускающему наглядную физическую интерпретацию, на основании которой получим информацию о распространении пучка в неоднородной среде. С этой целью, вводя дополнительное интегрирование по R'' и q и используя тождество

$$\left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int \exp\left[-\frac{ik}{z} R''(\rho' - q)\right] d^2 R'' = \delta(\rho' - q),$$

перейдем от (3) к выражению

$$\Gamma(z, R, \rho) = \int \Gamma_0(z, R', \rho) M(z, R - R', \rho) d^2 R', \quad (4)$$

где $\Gamma_0(z, R, \rho)$ — функция когерентности в однородной среде. Функция $M(z, R, \rho)$ удовлетворяет уравнению (2) с начальным условием $W(0, R, \rho) = \delta(R)$ и равна

$$M(z, R, \rho) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int d^2 q \exp\left[\frac{ik}{z} R(\rho - q)\right] \times \\ \times \exp\left[\frac{ikz x_0}{2} \int_0^1 \mu(z\xi) (\rho\xi + q(1-\xi)) d\xi - \frac{k^2 z}{4} \int_0^1 D(z\xi, \rho\xi + q(1-\xi)) d\xi\right], \quad (5)$$

т. е. является функцией когерентности сферической волны.

Если от функции когерентности $\Gamma(z, R, \rho)$ перейти к лучевой интенсивности

$$J(z, R, \theta) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int d^2 \rho \exp(-ik\theta\rho) \Gamma(z, R, \rho), \quad (6)$$

то с учетом (4) ее можно представить в виде свертки лучевой интенсивности в однородной среде $J_0(z, R, \theta)$, соответствующей $\Gamma_0(z, R, \rho)$ и функции $W_2(z, R, \theta)$, которую можно интерпретировать как совместную плотность вероятности отклонений поперечных координат лучей и углов распространения от их положения и направления в однородной среде под действием неоднородностей:

$$J(z, R, \theta) = \int J_0(z, R', \theta') W_2(z, R - R', \theta - \theta') d^2 R' d^2 \theta'. \quad (7)$$

Функция $W_2(z, R, \theta)$ связана с $M(z, R, \rho)$ равенством

$$W_2(z, R, \theta) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int d^2 \rho \exp(-ik\theta\rho) M(z, R, \rho) \quad (8)$$

и при $z=0$ равна $W_2(0, R, \theta) = \delta(\theta)\delta(R)$. Легко показать, что $W_2(z, R, \theta)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\iint d^2 \theta d^2 R W_2(z, R, \theta) \equiv 1. \quad (9)$$

Соответственно плотность вероятности отклонений поперечных координат лучей от их положения в однородной среде равна

$$W_1(z, R) = \int W_2(z, R, \theta) d^2 \theta = M(z, R, 0). \quad (10)$$

Интегрируя (7) по всем углам распространения θ и учитывая, что $\int J(z, R, \theta) d^2\theta = \langle I(z, R) \rangle$ — средняя интенсивность волны, для нее получим выражение, аналогичное (7),

$$\langle I(z, R) \rangle = \int I_0(z, R') W_1(z, R - R') d^2 R'. \quad (11)$$

Здесь $I_0(z, R)$ — интенсивность волны в однородной среде, а $W_1(z, R)$ задается выражением, следующим из (5) и (10):

$$W_1(z, R) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int d^2 q \exp \left[-\frac{ik}{z} \left(R - \frac{z^2 x_0}{2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \int_0^1 \mu(z\xi)(1-\xi) d\xi \right) q \right] \exp \left[-\frac{k^2 z}{4} \int_0^1 D(z\xi, q(1-\xi)) d\xi \right]. \quad (12)$$

Из (12) видно, что величина

$$\frac{z^2 x_0}{2} \int_0^1 \mu(z\xi)(1-\xi) d\xi = \langle R(z) \rangle \quad (13)$$

определяет среднее смещение лучей под влиянием регулярной рефракции от их положения в однородной среде.

Физический смысл равенства (11) легко понять, если использовать его другую запись,

$$\langle I(z, R) \rangle = \langle I_0(z, R - R(z)) \rangle. \quad (14)$$

Тогда средняя интенсивность может быть интерпретирована как результат усреднения по случайным координатам $R(z)$ волновых пучков, распределение интенсивности которых совпадает в каждой реализации с распределением в однородной среде.

Функция $W_1(z, R)$ представляет собой фурье-преобразование от функции когерентности сферической волны. Отсюда, в частности, следует, что эффективная ширина функции $W_1(z, R) \sigma_R(z)$, которую можно также считать среднеквадратичным отклонением поперечных координат лучей от их среднего положения, равна

$$\sigma_R(z) = \frac{z}{k\rho_{\text{сф}}(z)}, \quad (15)$$

где $\rho_{\text{сф}}(z)$ — радиус корреляции сферической волны, определяющийся из условия

$$\frac{k^2 z}{4} \int_0^1 D(z\xi, \rho_{\text{сф}}(1-\xi)) d\xi = 1.$$

Для структурной функции [10, 12]

$$D(z, \rho) = 5,83 C_n^2(z) \rho^{5/3}, \quad (16)$$

$\rho_{\text{сф}}(z)$ определяется равенством

$$\rho_{\text{сф}}(z) = [1,46 k^2 z \int_0^1 C_n^2(z\xi) (1-\xi)^{5/3} d\xi]^{-3/5}. \quad (17)$$

С учетом этого имеем

$$\sigma_R(z) = [1,46 k^{1/3} z^{2/5} \int_0^1 C_n^2(z\xi) (1 - \xi)^{5/3} d\xi]^{3/5}. \quad (18)$$

Таким образом, зная диаметр волнового пучка с учетом дифракции в однородной среде на расстоянии $zd(z)$ и сравнивая его с $\sigma_R(z)$, можно, на основании (11), сделать выводы о поведении пучка в турбулентной среде.

а) $d(z) \ll \sigma_R(z)$. Тогда (11) приближенно можно представить в виде

$$\langle I(z, \mathbf{R}) \rangle = W_1(z, \mathbf{R}) \int I_0(z, \mathbf{R}') d^2 \mathbf{R}' = E_0 W_1(z, \mathbf{R}), \quad (19)$$

где E_0 — полный поток энергии волнового пучка. Из (19) ясно виден физический смысл функции $W_1(z, \mathbf{R})$, заключающийся в том, что она описывает перераспределение средней интенсивности в плоскости z под воздействием неоднородностей среды. В этом случае форма средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{R}) \rangle$ практически не зависит от начального распределения $I_0(0, \mathbf{R})$, а определяется лишь свойствами турбулентности.

б) $d(z) \gg \sigma_R(z)$. Выражение (11) приобретает вид

$$\langle I(z, \mathbf{R}) \rangle = I_0(z, \mathbf{R} - \langle \mathbf{R}(z) \rangle), \quad (20)$$

смысл которого заключается в том, что пучок без искажения своей формы смещается на величину $\langle \mathbf{R}(z) \rangle$ под влиянием регулярной рефракции.

Информацию о перераспределении углов распространения в турбулентной среде с регулярной рефракцией дает $W_1(z, \theta)$:

$$W_1(z, \theta) = \int d^2 \mathbf{R} W_2(z, \mathbf{R}, \theta) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int d^2 q \times \\ \times \exp \left[-ik \left(\theta - \frac{z\mathbf{x}_0}{2} \int_0^1 \mu(z\xi) d\xi \right) q \right] \exp \left[-\frac{k^2 z}{4} \int_0^1 D(z\xi, q) d\xi \right]. \quad (21)$$

Регулярная рефракция изменяет среднее направление распространения лучей на угол

$$\langle \theta(z) \rangle = \frac{z\mathbf{x}_0}{2} \int_0^1 \mu(z\xi) d\xi, \quad (22)$$

а турбулентность приводит к увеличению дисперсии углов распространения волны

$$\sigma_\theta^2(z) = \frac{1}{(k\rho_n(z))^2},$$

где $\rho_n(z)$ — радиус когерентности плоской волны, определяющийся в случае структурной функции турбулентной среды условием (16):

$$1,46 k^2 z \rho_n^{5/3} \int_0^1 C_n^2(z\xi) d\xi = 1. \quad (23)$$

В результате среднеквадратичное отклонение лучей от среднего направления распространения равно

$$\sigma_0(z) = [1,46 k^{1/3} z \int_0^1 C_n^2(z\xi) d\xi]^{3/5}. \quad (24)$$

В приземном слое атмосферы регулярная рефракция и турбулентное уширение спектра углов распространения волны взаимосвязаны, поскольку в оптическом диапазоне длин волн градиент диэлектрической проницаемости $\mu(z)$ и структурная характеристика $C_n^2(z)$ в основном определяются градиентом средней температуры [6]. Следуя [9, 12], можно записать

$$\mu(z) = \frac{1}{\gamma - 1} [b (0,4\bar{x})^{-4/3} \Phi^{-2} \Phi_\varepsilon^{-1/3}]^{-1/2} \sqrt{C_n^2(z)}, \quad (25)$$

где γ — постоянная Пуассона, b — универсальная константа, $b = 1,5 \div 3,5$ (обычно $b = 2,8$), $\Phi, \Phi_\varepsilon \approx 1$ — эмпирические поправки, учитывающие влияние архимедовых сил.

С учетом (25) определим, на каких расстояниях можно выделить регулярное изменение направления распространения пучка излучения на фоне турбулентного уширения спектра углов распространения волны. Очевидно, для этого необходимо выполнение условия

$$\Lambda = \frac{\sigma_0(z)}{\langle \theta(z) \rangle} = 2,5 k^{1/5} z^{-2/5} \left[\int_0^1 C_n^2(z\xi) d\xi \right]^{3/5} / \left(\int_0^1 \mu(z\xi) d\xi \right) < 1. \quad (26)$$

В предположении постоянства C_n^2 вдоль трассы и высоты спрямленной траектории пучка над подстилающей поверхностью \bar{x} получим, что выделение регулярной рефракции возможно на расстояниях, больших

$$z_0 = 9,88 k^{1/2} (\gamma - 1)^{5/2} b^{5/4} (0,4 \bar{x})^{-5,3} \Phi^{-5/2} \Phi_\varepsilon^{-5/12} (C_n^2)^{1/4}. \quad (27)$$

Для оценки расстояния возьмем $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $k = 10^7 \text{ м}^{-1}$, $\bar{x} = 2 \text{ м}$, $b = 2,8$, $\Phi, \Phi_\varepsilon = 1$, $\gamma = 1,4$ и тогда получим $z_0 = 15 \text{ м}$, что значительно меньше реально используемых трасс.

4. На практике лазерные системы часто используют для измерения угловых координат цели. Под углом распространения лазерного пучка понимают значение среднего угла $\langle \theta(z) \rangle$. Ясно, что при угловых измерениях помимо ошибки, связанной с уширением углового спектра волны, будет возникать ошибка, обусловленная регулярной рефракцией. Искажение траектории пучка принято характеризовать следующими углами (рис. 1):

— угол полной геодезической рефракции σ , определяемый углом пересечения касательных к траектории пучка в точках излучения и приема;

— углы рефракции в точке излучения r_{12} и приема r_{21} , определяемые

углами между прямой, соединяющей точки излучения и приема, и соответствующими касательными к криволинейной траектории, при этом $\sigma = r_{12} + r_{21}$. Определение угла σ практически осуществляется пу-

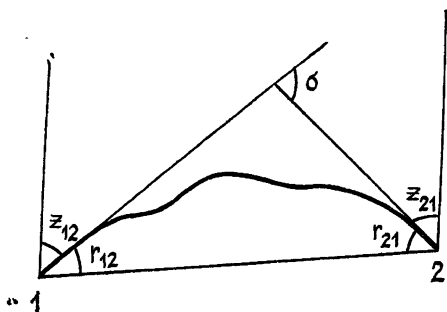


Рис. 1.

тем одновременного измерения зенитных углов z_{12} и z_{21} , тогда $\sigma = \pi - (z_{12} + z_{21})$.

Используя (22), с учетом (13) легко получить выражения для углов рефракции

$$r_{12} = \frac{z}{2} \int_0^1 \mu(z\xi, t(z\xi)) (1 - \xi) d\xi, \quad r_{21} = \frac{z}{2} \int_0^1 \mu(z\xi, t(z\xi)) \xi d\xi. \quad (28)$$

Они совпадают с выражениями для углов рефракции, полученными в приближении геооптики [11].

Анализ экспериментальных данных показал [7], что отношение взаимобратных углов рефракции r_{12} и r_{21} , измеренных одновременно, является величиной постоянной при изменении самих углов [13] (рис. 2, 3). Приведенные результаты получены с применением стандартной геодезической методики угловых измерений высокоточными оптическими теодолитами, устанавливаемыми в противоположных концах трассы 1 и 2 (рис. 1). Визирование телескопическими зрительными трубами осуществлялось синхронно примерно через 1—2 часа в течение суток и производилось измерение z_{12} и z_{21} . Их теоретическое значение было известно по данным высокоточного нивелирования, в результате которого определены отметки концов трассы 1 и 2. В случае измерений над Белым морем (рис. 3) отметки концов трассы определялись от уровня моря. Искривление траектории характеризовалось коэффициентами рефракции Δ_{12} и Δ_{21} , которые являются функциями углов рефракции r_{12} и r_{21} . Приведенные экспериментальные результаты являются типичными и полностью подтверждают предположение о постоянстве отношения углов рефракции r_{12} и r_{21} .

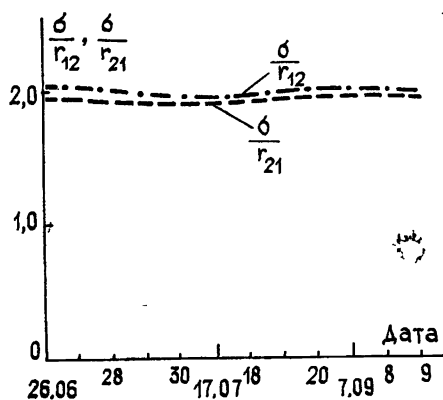


Рис. 2.

Рис. 2. Временная зависимость отношения углов рефракции σ/r_{12} и σ/r_{21} (юго-восток Московской области, 1951 г., по данным работы [13]).

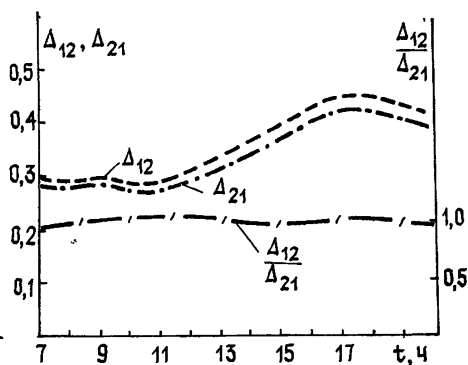


Рис. 3.

Рис. 3. Суточный ход зависимости коэффициентов рефракции Δ_{12} и Δ_{21} и их отношения Δ_{12}/Δ_{21} (Белое море, длина трассы 9 км, 10—27 августа 1973 г.).

На основе этого экспериментального факта можно сделать некоторые выводы о свойствах температурного поля приземного слоя атмосферы. В частности, можно показать, что в условиях проведенных экспериментов высотный градиент средней диэлектрической проницаемости $\mu(z, t)$ и, следовательно, температуры $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x}$ в любой точке трассы изменяется во времени по одинаковому закону.

Действительно, из постоянства во времени отношения углов рефракции следует очевидное тождество:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{r_{12}}{r_{21}} \right) \equiv 0,$$

из которого с учетом (28) нетрудно получить

$$\int_0^1 \int_0^1 \left[\frac{\partial \mu(z\xi', t(z\xi'))}{\partial t} \mu(z\xi'', t(z\xi'')) - \frac{\partial \mu(z\xi'', t(z\xi''))}{\partial t} \mu(z\xi', t(z\xi')) \right] \times \\ \times \xi'' (1 - \xi') d\xi' d\xi'' \equiv 0. \quad (29)$$

Поскольку зависимость $\mu(z, t)$ от z определяется в основном свойствами подстилающей поверхности, т. е. является в некотором смысле произвольной, то тождество (29) в общем случае можно выполнить только при наложении ограничения на зависимость $\mu(z, t)$ от t . Таким образом, должно выполняться тождество

$$\frac{[\partial \mu(z\xi', t(z\xi'))]/\partial t}{\mu(z\xi', t(z\xi'))} = \frac{[\partial \mu(z\xi'', t(z\xi''))]/\partial t}{\mu(z\xi'', t(z\xi''))} = C(t), \quad (30)$$

где $C(t)$ может быть функцией только времени. Из (30) легко получить следующее выражение:

$$\mu(z, t) = \mu(z, t_0) \exp \left[\int_{t_0}^t C(t') dt' \right] = \bar{\mu}(z) f(t),$$

которое показывает, что $\mu(z, t)$ в любой точке трассы изменяется во времени по одинаковому закону $f(t)$. Физически объяснить этот результат можно следующим образом. Основной причиной временного хода температурного градиента в приземном слое атмосферы является одинаковое в пределах длины трассы [14] изменение интенсивности солнечной радиации, падающей на подстилающую поверхность.

В заключение заметим, что сделанный вывод получен на основе анализа углов рефракции, т. е. интегральных характеристик атмосферы. Поэтому для подтверждения указанной временной зависимости температурного градиента необходимо провести сравнение с результатами специальных измерений локальных параметров среды. Отсутствие подобных сведений в литературе, к сожалению, затрудняет такое сопоставление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гдалевич Г. А., Грингауз К. И., Рудаков В. А., Рытов С. М. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 6, с. 942.
2. Колосов М. А., Шабельников А. В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. — М.: Сов. радио, 1978.
3. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983.
4. Алексеев А. В., Кабанов М. В., Куштин Н. Ф. Оптическая рефракция в земной атмосфере. — Новосибирск: Наука, 1982.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. — М.: Наука, 1978.
6. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
7. Виноградов В. В., Медовиков А. С. — В сб.: Всесоюзное совещание по рефракции электромагнитных волн в атмосфере. — Томск, 1983.
8. Казаков Л. Я., Ломакин А. Н. Неоднородности коэффициента преломления воздуха в тропосфере. — М.: Наука, 1976.

9. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.
10. Распространение лазерного пучка в атмосфере. / Под ред. Д. Стробена.—М.: Мир, 1981.
11. Голубев А. Н., Прилепин М. Т. — Итоги науки и техники. Сер. Геодезия и аэрофотосъемка, 1979, 15.
12. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах.— М.: Мир, 1981, 2.
13. Изотов А. А., Пеллинен Л. П.— Труды ЦНИИГАиК, 1955, вып. 102, с. 80.
14. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеопедат, 1970.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
14 мая 1984 г.,
после доработки
15 ноября 1984 г.

ON THE INFLUENCE OF REFRACTION ION ON THE PROPAGATION OF THE WAVE BEAM IN A TURBULENT MEDIUM

V. V. Vinogradov, A. G. Costerin, A. S. Medovikov, A. I. Saichev

We investigate the regular refraction of a wave beam in a turbulent medium with linear approximation of the averaged height profile of permittivity in the frame of a parabolic equation of quasioptics using a diffuse approximation. It is shown, that alongside with turbulent widening there occurs the regular displacement a whole beam. These effects are interrelated because of the existence of the coupling of structural characteristic of permittivity fluctuations with a height gradient of its mean value. On the basis of the experimental data on the time constancy of the relation of the refraction angles, measured at points of the radiation and the reception, it is concluded, that the time dependence of the height gradient of the mean permittivity along the path of the beam is unchanged.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Антенны: Сб. статей. Вып. 33 / Под ред. А. А. Пистолькорса — М.: Радио и связь, 1986 (I кв.). — 7,5 л.

Рассматриваются возможности использования сверхпроводимости в антенной технике, вопросы проектирования антенн и повышения их разрешающей способности. Излагаются электродинамические основы конструктивного синтеза антенн и метод конструирования антенн с низким уровнем боковых лепестков и требуемым распределением тока. Описывается радиометрический метод измерения параметров антенн с использованием генератора шума, приводятся сведения об антенне радиолокатора межпланетных станций «Венера-15» и «Венера-16».

Для научных работников. Может быть рекомендована инженерам, связанным с разработкой и эксплуатацией антенн.

Мизун Ю. Г. Распространение радиоволн в высоких широтах. — М.: Радио и связь, 1986 (I кв.). — 8 л.

Рассмотрены особенности распространения радиоволн в высоких широтах, систематизированы экспериментальные и теоретические данные о распределении электронной концентрации в различных слоях ионосферы, в возмущенных и невозмущенных слоях. Обобщены сведения о влиянии неоднородностей электронной концентрации на распространение радиоволн. Справочный материал предназначен для решения практических задач.

Для инженерно-технических работников, разрабатывающих и эксплуатирующих радиосистемы, предназначенные для арктических условий.