

Таким образом, эксперимент, проведенный во время солнечного затмения, в отличие от работ [2-6], показал, что начало заметной реакции ионосферы на затмение происходит не одновременно с прохождением полутени, а с запаздыванием порядка 17 мин. Пространственные размеры сферы области, разделяющей возмущенную и невозмущенную ионосферу, имеют величину $\sim 80 \div 200$ км.

В качестве гипотезы, объясняющей полученное запаздывание, можно представить, что зависимость между освещенностью ионосферы Солнцем и процессами, приводящими к уменьшению электронной концентрации, является функцией нелинейной. По-видимому, существует некоторая критическая величина уменьшения освещенности, при которой скорость этих процессов «лавинообразно» возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lunn K. J. W.—J. Atmosph. Terr. Phys., 1981, 43, № 12, p. 13.
2. Засенко В. Е., Галкин А. И.—В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца.—М.: Наука, 1982, вып. 59, с. 115.
3. Кисилев В. Ф., Смирнов Ф. В., Сулакшин С. С.—Геомагнетизм и аэронаука, 1977, 17, № 2, с. 348.
4. Butcher E. C.—J. Geophys. Res., 1973, 78, № 31, p. 7563.
5. Cornelius D. W., Essex E. A.—J. Atmosph. Terr. Phys., 1978, 40, p. 497.
6. Marriott R. T., St. dohn D. E., Thorne R. M., Venkateswaran S. V.—J. Atmosph. Terr. Phys., 1972, 34, № 4, p. 695.

Сектор ионосферы АН КазССР

Поступила в редакцию
18 января 1983 г.

УДК 621.378.325

О НЕЛИНЕЙНОЙ РЕФРАКЦИИ СВЕТОВОГО ПУЧКА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВДОЛЬ СРЕДНЕГО ВЕТРА

К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, А. С. Лагунов

В атмосферных условиях пульсации скорости ветра приводят к случайным блужданиям и дефокусировкам светового пучка, вызванным тепловым самовоздействием. В зоне «покоя» при сканировании пучка или при его распространении в направлении ветра, когда средняя скорость поперечного потока среды близка к нулю, влияние пульсаций ветра особенно значительно. Для изотропной турбулентности поперечная скорость конвективного движения среды равномерно распределена по углу от $-\pi$ до π , и можно ожидать, что характер нелинейной рефракции пучка приближается в среднем к стационарной самофокусировке в условиях теплопроводности. Величина эффективного коэффициента турбулентной температуропроводности оценена в [1] в приближении тонких тепловых линз.

В настоящем сообщении методом Монте-Карло определены среднестатистические параметры пучка при крупномасштабных флуктуациях скорости ветра, среднее направление которого совпадает с осью пучка. На основе этого получено выражение для коэффициента турбулентной температуропроводности.

Пусть турбулентное движение среды характеризуется пространственным и временным масштабами l , τ_v , которые много больше соответственно радиуса пучка a_0 и конвективного времени $\tau = a_0 / |v_{\perp}|$. В этих предположениях можно считать, что скорость поперечного движения среды v_{\perp} постоянна в сечении пучка и для распространения излучения справедливо квазистационарное приближение. Положим для простоты, что абсолютное значение поперечной скорости $|v_{\perp}| = v_0$ не меняется с расстоянием z и угол β между векторами скорости v_{\perp} и осью x имеет равномерную функцию распределения: $F[\beta] = 1/2\pi$, $\beta \in (-\pi, \pi)$. Тогда отдельная реализация комплексной амплитуды светового поля E при некоторой случайной функции $\beta^{(m)}(z)$ описывается однопараметрической системой уравнений:

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + TE, \quad z \in [0, L],$$

$$(e, \nabla_{\perp}) T = R_v I, \quad e = [\cos \beta, \sin \beta], \quad I = (cn/8\pi) EE^*. \quad (1)$$

Здесь $E(x, y, 0)$ — заданное распределение светового поля на передающей апертуре, $R_v = 2k^2 a_0^2 I_0 (\partial n / \partial T) (c_p \nu_0)^{-1}$ — параметр нелинейной рефракции, который опреде-

ляется удельной теплоемкостью c_p , плотностью ρ , коэффициентом поглощения α , температурным коэффициентом показателя преломления $\frac{dn}{dT}$ среды. Усреднением по конечной выборке из M реализаций полей $E^{(m)}(x, y, z)$, полученных для статистически независимых функций $\beta^{(m)}(z)$, вычисляются средние параметры пучка в условиях теплового самодействия при флуктуирующем боковом ветре по направлению.

При численном анализе системы (1) среда представляется последовательностью плоских слоев, в которых направление конвективного движения постоянно ($\beta = \text{const}$). В соседних слоях углы β статистически независимы [2]. Толщина слоев Δz определяется эффективным радиусом поперечной корреляции флуктуаций скорости ветра и обычно $\Delta z \ll L$.

Как показывает анализ, с увеличением объема выборки M распределение средней интенсивности $\langle I(x, y) \rangle$ приближается к осесимметричному. При этом с ростом параметра нелинейной рефракции $|R_v|$ сходимость метода статистических испытаний замедляется. Для $|R_v| \sim 30$ относительное отклонение от изотропности в 1% на профиле $\langle I(x, y) \rangle$ достигается при $M \sim 100 \div 150$. Для количественной оценки нелинейных искажений в среднем по ансамблю рассматриваются средние значения поперечных размеров пучка, например,

$$\langle a_x(z') \rangle = \left(\left\langle \iint x^2 I(x, y) dx dy \right\rangle / \left\langle \iint I(x, y) dx dy \right\rangle \right)^{1/2} \Big|_{z=z'}. \quad (2)$$

Для коллимированного гауссова пучка на передающей апертуре зависимость $\langle a_x \rangle$ и $\langle a_y \rangle$ от параметра R_v приведена сплошными линиями на рис. 1 для ряда значений z' . С ростом $|R_v|$ эффективная ширина пучка увеличивается. Видно, что для взятого объема выборки размеры пучка $\langle a_x \rangle$ и $\langle a_y \rangle$ во взаимно перпендикулярных направлениях близки между собой.

Если предположить, что рефракция пучка при случайном боковом ветре эквивалентна в среднем стационарной тепловой самофокусировке, то для средних по ансамблю \bar{E} , \bar{T} , \bar{I} справедлива следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} 2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial x} &= \Delta_{\perp} \bar{E} + \bar{T} \bar{E}, \\ \Delta_{\perp} \bar{T} &= \bar{R}_T \bar{T}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $R_T = 4\text{Pe}R_v$ — параметр нелинейной самофокусировки, $\text{Pe} = a_0 v_0 / 4\chi_{\text{эфф}}$ — число Пекле, зависящее от коэффициента эффективной температуропроводности $\chi_{\text{эфф}}$ при крупномасштабных флуктуациях атмосферы. Решение задачи (3) определяет, в частности, ширину пучка a по профилю средней интенсивности $\bar{T}(x, y)$:

$$\bar{a}(z') = \left(\iint (x^2 + y^2) \bar{T}(x, y) dx dy / \iint \bar{T}(x, y) dx dy \right)^{1/2} \Big|_{z=z'}. \quad (4)$$

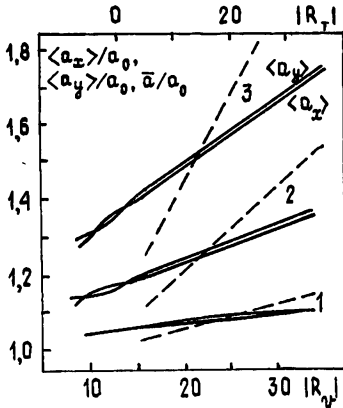


Рис. 1.

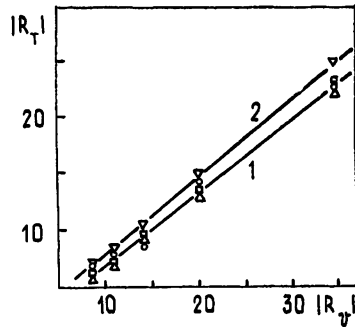


Рис. 2.

Рис. 1. Изменение поперечных размеров пучка в зависимости от параметров нелинейности:

1 — $z' / ka_0^2 = 0,17$, 2 — $0,33$, 3 — $0,50$; сплошные линии — $\langle a_x \rangle / a_0$, $\langle a_y \rangle / a_0$

как функции параметра $|R_v|$; штриховые линии — \bar{a} / a_0 как функции $|R_T|$.

Рис. 2. Связь параметров нелинейности R_v и R_T , полученная из условия совпадения ширины пучка (1), интенсивности на оси (2); кружки — $z' / ka_0^2 = 0,17$, квадратики — $z' / ka_0^2 = 0,33$, треугольники — $z' / ka_0^2 = 0,50$.

Зависимость \bar{a}/a_0 от параметра нелинейности R_T приведена на рис. 1 штриховой линией.

Из условия совпадения полной ширины пучка, средней по реализациям при ветровой рефракции, и ширины, полученной по профилю средней интенсивности при тепловой дефокусировке, $(\langle a_x \rangle^2 + \langle a_y \rangle^2)^{1/2} = \bar{a}$, можно установить связь параметров нелинейности R_0 и R_T (рис. 2). Близкая зависимость параметров R_0 и R_T следует из условия равенства интенсивности на оси пучка: $\langle I(0, 0, z') \rangle = \bar{I}(0, 0, z')$. Некоторое отличие связано с тем, что интенсивность на оси $\langle I(0, 0, z') \rangle$, как локальная характеристика пучка, определяется с большей погрешностью при конечной выборке M , чем интегральная ширина пучка (2). Заметим, что распределения интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I(x, y, z') \rangle$ и $\bar{I}(x, y, z')$ существенно отличаются от гауссовых функций.

Из приведенных результатов видно, что зависимость $R_T = f(R_0)$, найденная указанным способом, с хорошей точностью аппроксимируется линейной функцией для всех рассмотренных z . Угол наклона прямых определяет эффективное число Пекле: $4Pe \approx 0,66$. Отсюда коэффициент турбулентной теплопроводности равен

$$\chi_{эфф} \approx 1,52a_0\nu_0. \quad (5)$$

Соотношение (5) позволяет рассчитывать средние параметры светового пучка при тепловом самовоздействии в случае распространения вдоль среднего ветра при $|R_0| < 40$ на основе задачи о тепловой самодефокусировке с эффективным коэффициентом теплопроводности. Данный подход справедлив для трасс, сравнимых с дифракционной длиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев В. В. — Изв. вузов — Физика, 1977, № 11, с. 61.
2. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Лагучев А. С. Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. — Томск: ИОА ТФ СО АН СССР, 1981. — Ч. 3, с. 151.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
26 октября 1982 г.,
после доработки
23 февраля 1983 г.

УДК 620.371.08

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ВБЛИЗИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

Х. Г. Ахунов

В работах [1, 2] описаны специфические когерентные эффекты, которые могут наблюдаться при рассеянии волн вблизи границы раздела двух сред. В частности, в работе [1] проанализировано обратное рассеяние звуковых волн от рассеивателя, расположенного вблизи взволнованной поверхности моря. Оказалось, что при выполнении определенных условий принимаемые по перекрестным каналам 12 и 21 (рис. 1а) сигналы u_{12} и u_{21} складываются когерентно, и тогда средняя интенсивность \bar{I} обратно отраженного поля будет примерно в полтора раза превышать интенсивность сигнала при реализации случая некогерентного сложения полей u_{12} и u_{21} , т. е.

$$I_{\text{ког}} = |u_{11}|^2 + |u_{22}|^2 + 4|u_{12}|^2 \approx 6I_0; \quad (1a)$$

$$I_{\text{неког}} = |u_{11}|^2 + |u_{22}|^2 + 2|u_{12}|^2 \approx 4I_0. \quad (16)$$

Здесь I_0 — интенсивность рассеянного поля по одному каналу, и при оценках принято, что $\bar{I}_{11} \approx \bar{I}_{22} \approx \bar{I}_{12} \approx \bar{I}_{21} \approx I_0$.

Аналогичное усиление интенсивности обратно рассеянной волны от препятствия, расположенного в звуковом канале, может наблюдаться при наличии многолучевого распространения (рис. 1б). При большом числе лучей ($N \gg 1$) интенсивность обратно рассеянного сигнала меняется от значения $N^2 I_0$, отвечающего некогерентному сложению полей, до значения $2N^2 I_0$ в случае когерентного сложения [2].

В обоих указанных случаях за когерентное сложение полей ответственны перекрестные звуковые каналы. Ниже рассмотрены особенности рассеяния в условиях, когда рассеивающим объектом является система, обращающая волновой фронт (ОВФ