

$\tau_z \ll \tau_b$, то влияние вертикальных движений на процесс установления и величину амплитуды неоднородностей не существенно, процесс образования неоднородностей — аperiodический [1] Если же времена τ_g и τ_b соизмеримы, то процесс представляет собой затухающие колебания с периодом $2\tau_b$.

Приведенные результаты позволяют дать простое объяснение экспериментальным данным, полученным в марте—апреле 1982 г. Эксперимент проводился при эффективной мощности греющего передатчика 20 МВт, который излучал необыкновенную волну на частоте 5,75 МГц. Рассеянный сигнал регистрировался с помощью установки частичных ограждений на обыкновенной компоненте в диапазоне 5,5÷5,65 МГц. Примеры записей амплитуды сигнала, рассеянного на искусственных неоднородностях, приведены на рис 1а, в, д. Действующая высота рассеяния в первом случае составляла 102 км, в двух других — 100 км. На рис 1б, г, е показаны соответствующие осциллограммы работы греющего передатчика. В случае рис. 1е на осциллограмме наблюдаются биения пространственной и земной волн греющего передатчика, свидетельствующие о вертикальном движении области отражения. Видно, что при наличии биений имеют место затухающие колебания амплитуды обратнорассеянных сигналов в процессе установления, причем, период этих колебаний совпадает с периодом биений.

Зная время τ_b , легко оценить характерную скорость вертикальных движений ионосферной плазмы $|v_2 - v_1| \sim \lambda/2\tau_b$. Для случая рис. 1д, например, $|\Delta v| \sim 25 \text{ м/с} = 12,5 \text{ м/с}$.

С уменьшением периода биений, т. е. с увеличением скорости относительного движения стоячей волны, установившееся значение амплитуды уменьшается, что согласуется с результатами теории.

В рамках рассмотренной модели легко объясняется также запись, приведенная на рис 1ж. В этом эксперименте греющий передатчик периодически включался на 2 с с паузой такой же длительности. Видно, что при включении греющего передатчика первоначально наблюдается ускоренное уменьшение амплитуды рассеянного сигнала, а затем ее рост. Для объяснения этого эффекта заметим, что период работы греющего передатчика в данном случае примерно совпадал с периодом биений пространственной и земной волн. Поэтому за время паузы фаза стоячей волны менялась примерно на π , что приводило вначале к ускоренному разрушению ранее созданных неоднородностей, а затем к созданию новых, сдвинутых по фазе. Аналогичный динамический эффект может наблюдаться на высотах порядка 90 км и ниже, где имеются турбулентные движения плазмы в поле стоячей радиоволны.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с 1418.
- 2 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с 504.
- 3 Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с 905.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
6 августа 1982 г.

УДК 538.574.4

РАССЕЯНИЕ ТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СРЕДЕ С ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

А. Н. Резник

Тепловое излучение полупространства при наличии случайных неоднородностей в излучающей среде или неровностей на поверхности исследовалось в [1–4]. Поскольку собственное излучение объектов может искажаться в среде между источником и приемником, представляет интерес рассмотреть задачу о рассеянии теплового излучения полупространства случайными неоднородностями передающей среды. В настоящей заметке в приближении слабого рассеяния найдена поправка к яркостной температуре полубесконечной среды, обусловленная рассеянием излучения в слое с хаотическими неоднородностями.

Рассмотрим плоский слой, лежащий в пределах от $-L$ до 0 по оси z над полупространством $z > 0$, заполненным однородной проводящей средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Проницаемость слоя $\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{r}) = 1 + \tilde{\epsilon}(\mathbf{r})$, где $\tilde{\epsilon}(\mathbf{r})$ — статистически однородная изотропная случайная функция с нулевым средним и за-

данной корреляцией $\tilde{\varepsilon}_i(\rho) = \langle \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r} + \rho) \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}) \rangle$, причём $\sqrt{\langle \tilde{\varepsilon}^2 \rangle} \ll 1$. Спектральная интенсивность теплового излучения на уровне $z = -L$ в направлении, перпендикулярном поверхности, пропорциональна плотности потока энергии плоской волны, падающей из области $z < -L$ вдоль оси z в поглощающую среду [5].

Разложим электрическое и магнитное поля внутри слоя в ряд по кратности рассеяния. В каждом порядке поля определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \text{rot } H^{(k)} &= -ik_0 E^{(k)} - ik_0 \tilde{\varepsilon} E^{(k-1)}, \\ \text{rot } E^{(k)} &= ik_0 H^{(k)} \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \end{aligned} \quad (1)$$

причем $E^{(0)} = y^0 (e^{ik_0 z} + R e^{-ik_0 z})$, $H^{(0)} = -x^0 (e^{i \cdot 0 z} - R e^{-ik_0 z})$ — электрическое и магнитное поля в падающей волне, удовлетворяющие граничным условиям на поверхности $z=0$, $R = (1 - \tilde{\nu}) / (1 + \tilde{\nu})$, x^0, y^0, z^0 — единичные векторы осей x, y, z . Ограничимся первым порядком по $\langle \tilde{\varepsilon}^2 \rangle$ в потоке S . Тогда вертикальная компонента потока на поверхности раздела

$$\langle S_z \rangle = (c/8\pi) \text{Re} \langle [EH^*]_z |_{z=0} \rangle \simeq S_z^{(0)} + \langle S_z^{(1)} \rangle + \langle S_z^{(2)} \rangle, \quad (2)$$

где

$$S_z^{(0)} = -\frac{c}{8\pi} \text{Re} (E_y^{(0)} H_x^{(0)*}) |_{z=0} = \frac{c}{8\pi} (1 - |R|^2); \quad (3)$$

$$S_z^{(1)} = -\frac{c}{8\pi} \text{Re} (\langle E_y^{(1)} H_x^{(1)*} \rangle - \langle E_x^{(1)} H_y^{(1)*} \rangle) |_{z=0}; \quad (4)$$

$$S_z^{(2)} = -\frac{c}{8\pi} \text{Re} (E_y^{(0)} \langle H_x^{(2)*} \rangle + H_x^{(0)*} \langle E_y^{(2)} \rangle) |_{z=0}. \quad (5)$$

Уравнения (1) решим, применяя преобразования Фурье полей и источников по поперечным координатам \mathbf{r}_\perp , z

$$E^{(k)}(\mathbf{r}_\perp, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int E^{(k)}(\mathbf{x}_\perp, z) \exp(i\mathbf{x}_\perp \mathbf{r}_\perp) d^2 \mathbf{x}_\perp. \quad \text{При}$$

этом спектральные амплитуды полей в первом порядке найдем в виде

$$\begin{aligned} E^{(1)}(\mathbf{x}_\perp, z) &= -ik_0 \int_{-L}^0 E_0(\mathbf{x}_\perp, z, z') \tilde{\varepsilon}(\mathbf{x}_\perp, z') E^{(0)}(z') dz', \\ H^{(1)}(\mathbf{x}_\perp, z) &= -ik_0 \int_{-L}^0 H_0(\mathbf{x}_\perp, z, z') \tilde{\varepsilon}(\mathbf{x}_\perp, z') E^{(0)}(z') dz'. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь E_0, H_0 — разложения по плоским волнам полей точечного диполя на высоте z' над поверхностью, ориентированного вдоль y^0 [6], которые можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_0(\mathbf{x}_\perp, z, z') &= [(E_{E_\perp}^0 + E_{H_\perp}^0) + (E_{E_z}^0 + E_{H_z}^0) \theta(z - z') \cdot z^0] \times \\ &\times \exp(i\sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2} |z - z'|) + [R_E E_E^0 + R_H (E_{H_\perp}^0 - z^0 E_{H_z}^0)] \exp[-i\sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2} (z + z')]; \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} H_0(\mathbf{x}_\perp, z, z') &= [(H_{E_\perp}^0 + H_{H_\perp}^0) \theta(z - z') + (H_{E_z}^0 + H_{H_z}^0) z^0] \times \\ &\times \exp(i\sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2} |z - z'|) + [R_E (-H_{E_\perp}^0 + z^0 H_{E_z}^0) - R_H H_{H_\perp}^0] \exp[-i\sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2} (z + z')], \end{aligned} \quad (7b)$$

где $\theta(\xi) = \begin{cases} \pm 1, & \xi \geq 0 \\ 0, & \xi = 0 \\ 0, & \xi < 0 \end{cases}$ — ступенчатая функция, R_E, R_H — коэффициенты Френеля

$$R_E(\alpha_\perp) = \frac{\sqrt{1 - \alpha_\perp^2/k_0^2} - \sqrt{\varepsilon - \alpha_\perp^2/k_0^2}}{\sqrt{1 - \alpha_\perp^2/k_0^2} + \sqrt{\varepsilon - \alpha_\perp^2/k_0^2}}, \quad R_H(\alpha_\perp) = \frac{\sqrt{\varepsilon - \alpha_\perp^2/k_0^2} - \varepsilon \sqrt{1 - \alpha_\perp^2/k_0^2}}{\sqrt{\varepsilon - \alpha_\perp^2/k_0^2} + \varepsilon \sqrt{1 - \alpha_\perp^2/k_0^2}}; \quad (8)$$

$$E_E^0 = -k_0 \alpha_x (2\alpha_\perp^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2})^{-1} (\alpha_x^2 \alpha_y - y^0 \alpha_x), \quad (9a)$$

$$E_H^0 = \frac{z_y}{2k_0} \left(x^0 \frac{x_x \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2}}{x_{\perp}^2} + y^0 \frac{x_y \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2}}{x_{\perp}^2} - z^0 \right); \quad (9б)$$

$$H_E^0 = -\frac{x_x}{2} \left(x^0 \frac{x_x}{x_{\perp}^2} + y^0 \frac{x_y}{x_{\perp}^2} - \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2}} z^0 \right); \quad (9в)$$

$$H_H^0 = (x_y/2x_{\perp}^2) (-x^0 x_y + y^0 x_x). \quad (9г)$$

Будем полагать $\lambda, l \ll L$ (λ — длина волны, l — масштаб корреляции неоднородностей). Тогда, подставляя (7), (9) в (6) и применяя обратное преобразование Фурье, учитывая, что $\langle \tilde{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, z') \tilde{\varepsilon}(\mathbf{x}'_{\perp}, z'') \rangle = (2\pi)^2 \Psi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, z' - z'') \delta(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}'_{\perp})$, с точностью до членов порядка λ/L найдем поток поля первого порядка

$$\langle S_z^{(1)} \rangle = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^2 L}{4(2\pi)^2} \int_{-k_0}^{k_0} \frac{d^2 x_{\perp}}{x_{\perp}^2} [\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, k_0 - \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2}) + |R|^2 \Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, k_0 + \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2})] [x_{\perp}^2 (\sqrt{1 - x_{\perp}^2/k_0^2})^{-1} (1 - |R_E|^2) + x_{\perp}^2 \sqrt{1 - x_{\perp}^2/k_0^2} (1 - |R_H|^2)], \quad (10)$$

где $\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, x_z)$ — трехмерный спектр флуктуаций $\varepsilon_1(\mathbf{r})$.

В разложении (7), (9) присутствуют квазистационарные ($|\mathbf{x}_{\perp}| > k_0$) и волновые ($|\mathbf{x}_{\perp}| < k_0$) поля. Поскольку квазистационарное поле не дает вклада в поток энергии, интегрирование в (10) производится в конечных пределах $\pm k_0$.

Зная $E^{(1)}(\mathbf{r}_{\perp}, z)$, найдем источник электрического и магнитного полей второго порядка малости $\langle \tilde{\varepsilon} E^{(2)} \rangle$, после чего, пренебрегая при вычислении интегралов членами порядка $\lambda/L, l/L$, получим поток

$$\langle S_z^{(2)} \rangle = - (c/8\pi) (k_0^2 L/4 (2\pi)^2) (1 - |R|^2) \times \int_{-k_0}^{k_0} d^2 x_{\perp} \frac{1 - x_y^2/k_0^2}{\sqrt{1 - x_{\perp}^2/k_0^2}} [\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, k_0 - \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2}) + \Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}_{\perp}, k_0 + \sqrt{k_0^2 - x_{\perp}^2})]. \quad (11)$$

При выводе (11) учтены соотношения для x -, y -компонент в фурье-разложениях полей различным образом ориентированных электрических диполей при $x_{\perp} = 0$ и $z = 0$: $E_{yx}^0(z') = E_{yz}^0(z') = H_{xx}^0(z') = H_{xz}^0(z') \Big|_{x_{\perp}=0} = 0$, $E_{yy}^0(z') \Big|_{x_{\perp}=0} = (1/2)(1+R) \times \exp(ik_0 z')$, $H_{xy}^0(z') \Big|_{x_{\perp}=0} = (-1/2)(1-R) \exp(-ik_0 z')$ (где E_{mn}^0, H_{mn}^0 — m -компоненты полей диполей, ориентированных вдоль \mathbf{n}).

Суммируя (3), (10), (11), найдем яркостную температуру поверхности на выходе слоя, производя при этом замены переменных интегрирования $x_x = k_0 \sin \theta \cos \varphi$, $x_y = k_0 \sin \theta \sin \varphi$:

$$\frac{T_{я}}{T_0} = (1 - |R|^2) (1 - \tau) + L \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} d\Omega(\mathbf{n}) [\sigma_E(\mathbf{n}) (1 - |R_E(\mathbf{n})|^2) + \sigma_H(\mathbf{n}) (1 - |R_H(\mathbf{n})|^2)] + |R|^2 L \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} d\Omega(\mathbf{n}) [\sigma_E(\mathbf{n}) (1 - |R_E(\mathbf{n})|^2) + \sigma_H(\mathbf{n}) (1 - |R_H(\mathbf{n})|^2)], \quad (12)$$

где T_0 — температура поверхности, \mathbf{n} — единичный вектор направления θ, φ , $\tau = L \int_0^{2\pi} d\Omega(\mathbf{n}) \sin^2 \chi \sigma(\mathbf{n})$ — оптическая толщина слоя, χ — угол между векторами \mathbf{n} и E^0 , причем, $\sin^2 \chi = 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$, $\sigma_{E,H}(\mathbf{n}) = \cos^2 \alpha_{E,H} \sigma(\mathbf{n})$ — сечения рассеяния E - и H -волн, $\sigma(\mathbf{n}) = (k_0^2/4 (2\pi)^2) \Phi_{\varepsilon}(2k_0 \sin(\theta/2))$, $\alpha_{E,H}$ — угол между векторами электрического поля \mathbf{E} падающей и рассеянной волн, $\cos^2 \alpha_E = \cos^2 \varphi$, $\cos^2 \alpha_H = \sin^2 \varphi \cos^2 \theta$.

Яркостная температура (12) складывается из ослабленного излучения поверхности в направлении $\theta=0$, к которому добавляется рассеянное в направлении $\theta=0$, а также в направлении $\theta=\pi$ и затем зеркально отраженное излучение поверхности, которое интегрируется по всем углам. По формуле (12) может быть рассчитано излучение полупространства, рассеянное дискретными неоднородностями, если в качестве $\sigma_{E, H}(n)$ берется суммарное сечение рассеяния частиц в единичном объеме.

Интересно отметить, что если слой содержит только крупномасштабные неоднородности ϵ_1 , то из (10), (11) следуют предельные соотношения

$$\langle S_z^{(1)} \rangle = - \langle S_z^{(2)} \rangle = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^2 L}{4(2\pi)^2} (1 - |R|^2) \int_{-\infty}^{\infty} d^2x_{\perp} \Phi_{\pm}(x_{\perp}, 0), \quad (13)$$

т. е. крупномасштабные неоднородности ($k_0 l \gg 1$) передающей среды не влияют на тепловое излучение поверхности.

Этот факт подтверждается расчетами приращений яркостной температуры относительно $T_{\text{я}}^0 = T_0(1 - |R|^2)$ в зависимости от $(k_0 l)^2$, результаты которых представлены на рис. 1.

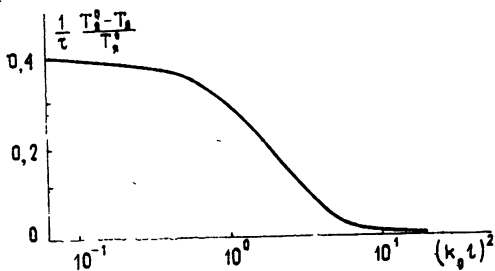


Рис. 1.

Проведенные расчеты показывают, что рассеяние может внести заметный вклад в наблюдаемую яркостную температуру полупространства, если $k_0 l < 1$ и при этом не слишком мала оптическая толщина передающей среды. Такая ситуация возможна, например, при дистанционных наблюдениях земной поверхности сквозь дождливую атмосферу в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, облачную или запыленную атмосферу в оптическом диапазоне и др. При этом уже для $\tau > 0,01$ поправка к яркостной температуре может составить несколько градусов и должна учитываться при интерпретации экспериментальных данных наряду с поправками, рассмотренными в [1-4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С., Калинин В. И., Матвеев Р. Т.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1973, 9, № 12, с. 1247.
2. Tsang L., Kong J. A.— Radio Sci., 1975, 10, № 12, p. 1025.
3. Кравцов Ю. А., Мировская Е. А., Попов А. Е., Троицкий И. А., Эткин В. С.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 7, с. 733.
4. Докучаев В. П., Кротиков В. Д.— Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 937.
5. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике.— М.: Наука, 1967.
6. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности.— М.: АН СССР, 1961.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 апреля 1982 г.,
после доработки
29 октября 1982 г

УДК 621.371.332.1 : 551 : 510 : 535

О СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Е. Д. Терещенко, Б. З. Худукон, С. М. Черняков

Радиопросвечивание толщи ионосферы позволяет по изменениям в принимаемом на Земле сигнале со спутника судить о характеристиках неоднородностей электронной плотности в ионосфере. Обычная схема определения параметров неоднородностей — это сопоставление измеренных спектров (корреляционных функций) амплитуды