

УДК 551.521.3:528.7.029.64

РАДИОТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

Б. М. Шевцов, А. А. Шишкарев

С помощью метода инвариантного погружения проведен спектральный анализ функции Грина и выполнены вычисления коэффициента потерь электромагнитных волн в тропосферном волноводе, и на основе этого решена дифракционная задача о тепловом излучении атмосферы при волноводном распространении.

Угловая зависимость интенсивности теплового излучения атмосферы сантиметрового диапазона в радиоволноводах над морской поверхностью исследовалась ранее в приближении геометрической оптики [1]. Однако при волноводном распространении необходимо учитывать дифракционные эффекты. В настоящей работе с помощью метода инвариантного погружения проведен спектральный анализ функции Грина электромагнитных волн в тропосферном волноводе, и на основе этого решена дифракционная задача о тепловом излучении атмосферы.

Следуя [2], рассмотрим над поверхностью Земли сферический слой атмосферы с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(r) = 1 + \tilde{\epsilon}(r) + i\gamma$, γ - характеристика поглощения атмосферы. При $r < R_0$ (R_0 - радиус Земли) $\epsilon(r) = \epsilon'_0 + i\epsilon''_0$, а при $r > R_0 + H$ (H - толщина слоя) $\epsilon = 1$. Всюду магнитная проницаемость $\mu = 1$.

Разложив произвольную систему монохроматических токов на три компоненты $\vec{j}(r) = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \vec{j}_3$, где \vec{j}_1 - радиальная компонента, а \vec{j}_2 и \vec{j}_3 - горизонтальные (вихревая и потенциальная соответственно), представив их в виде $\vec{j}_1 = j\vec{e}_r$, $\vec{j}_2 = \text{rot} \vec{e}_r J$, $\vec{j}_3 = \nabla_1 G$, где \vec{e}_r - радиальный орт в сферической системе координат, а ∇_1 - угловая часть оператора ∇ там же, для сферически слоистой атмосферы, разложив электромагнитное поле на три компоненты \vec{E}_i, \vec{H}_i ($i = 1, 2, 3$), можно ввести скалярные потенциалы [3] $\vec{H}_1 = \text{rot} \vec{e}_r A_1$, $\vec{E}_2 = \text{rot} \vec{e}_r A_2$, $\vec{H}_3 = \text{rot} \vec{e}_r A_3$. Тогда система уравнений Максвелла сводится к трем скалярным волновым уравнениям для величин A_i .

Если ввести дополнительные потенциалы

$$P_1 = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} A_1, \quad P_2 = \frac{\partial}{\partial r} A_2, \quad P_3 = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial}{\partial r} A_3 - \frac{4\pi(\epsilon-1)}{c} G \right]$$

и провести разложение A_i и P_i в ряд по сферическим гармоникам $Y_l^m(\theta, \varphi)$, то для коэффициентов ряда получим следующие уравнения:

$$\varepsilon(r) \frac{d}{dz} P_1^{m,1} + \Phi^2(z) A_1^{m,1} = - \frac{4\pi}{c} j^{m,1},$$

$$\frac{d}{dz} A_1^{m,1} - \varepsilon(r) P_1^{m,1} = 0; \quad (1a)$$

$$\frac{d}{dz} P_2^{m,1} + \Phi^2(z) A_2^{m,1} = - ik_0 \frac{4\pi}{c} J^{m,1},$$

$$\frac{d}{dz} A_2^{m,1} - P_2^{m,1} = 0; \quad (1б)$$

$$\varepsilon(r) \frac{d}{dz} P_3^{m,1} + \Phi^2(z) A_3^{m,1} = - \frac{4\pi}{c} (\varepsilon - 1) \frac{\partial}{\partial z} G^{m,1},$$

$$\frac{d}{dz} A_3^{m,1} - \varepsilon(r) P_3^{m,1} = \frac{4\pi}{c} (\varepsilon - 1) G^{m,1}; \quad (1в)$$

где

$$\Phi^2(z) = q^2(z_0) + k_0^2 \Delta \varepsilon(z) + 2k_1^2(z - z_0)/R_0,$$

$$q^2(z_0) = k_0^2 \varepsilon(z_0) - k_1^2, \quad k_1^2 = 1(1 + 1)/R_0^2,$$

$$\Delta \varepsilon(z) = \varepsilon(z) - \varepsilon(z_0), \quad z = r - R_0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

k_0 - волновое число. Коэффициент уравнений (1) $\Phi^2(z)$ получен при условии $z \ll R_0$, а положение точки z_0 выбрано пока произвольно и будет конкретизировано ниже.

Для уравнений (1) можно получить граничные условия, которые следуют из непрерывности потенциалов и условия излучения на бесконечности:

$$P_1^{m,1}(z) + C_1^{m,1}(z) A_1^{m,1}(z) = 0, \quad z = H,$$

$$P_1^{m,1}(z) + B_1^{m,1}(z) A_1^{m,1}(z) = - \frac{4\pi}{c} \frac{\varepsilon_0^{-1}}{\varepsilon_0} G^{m,1}(z) \delta_{13}, \quad z = h, \quad (2)$$

$$C_1^{m,1}(h) = - \frac{d}{dz} \ln W_1(t_z) \Big|_{z=h, \varepsilon=1},$$

$$B_{1,3}^{m,1}(h) = - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{d}{dz} \ln W_2(t_z^*) \Big|_{z=h, \varepsilon=\varepsilon_0},$$

$$B_2^{m,1}(h) = - \frac{d}{dz} \ln W_2(t_z^*) \Big|_{z=h, \varepsilon=\varepsilon_0},$$

где δ_{1j} - единичная матрица, $W_1(t_z)$ и $W_2(t_z)$ - функции Эйри, асимптотики которых есть уходящие вверх и вниз от слоя волны, $t_z = - (R_0/2k_1^2)^{2/3} [k_0^2 \varepsilon - k_1^2 + 2k_1^2(z - z_0)/R_0]$. Параметр h введен для удобства дальнейшего изложения, а исходная ситуация получается, если положить $h = 0$.

Заметим, что выражения (1) и (2) дают описания полей в случае $i = 1$ от вертикального электрического диполя, в случае $i = 2$ от вертикального магнитного диполя, а при $i = 3$ от горизонтальных диполей обоих типов. Первые два утверждения, очевидно, следуют из вида правых частей (1а) и (1б), а третье - из того, что поле $\vec{j}_3 = \nabla_1 G$ имеет в общем случае вихревую компоненту ($\text{rot } \vec{j}_3 \neq 0$), а поэтому представляет как электрические, так и магнитные горизонтальные диполи.

Рассмотрим уравнения для функции точечного источника:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} P(z, z_0) + L(z)A(z, z_0) &= \alpha(z_0)\delta(z-z_0), \\ \frac{d}{dz} A(z, z_0) + K(z)P(z, z_0) &= \beta(z_0)\delta(z-z_0), \end{aligned} \quad (3)$$

$$P(H, z_0) + C(H)A(H, z_0) = 0, \quad P(h, z_0) + B(h)A(h, z_0) = 0,$$

индексы l, m, i опускаем. Коэффициенты $L(z)$ и $K(z)$ получаются из сравнения (3) с (1). Решение (1) имеет известную связь с решением (3) (см., например, [2]).

Плотность мощности источника в радиальном направлении $I = \sigma \text{Re } PA^* = \sigma \text{Re } \alpha\beta^*$. Величина σ находится вычислением радиальной компоненты вектора Пойнтинга. Выберем два решения (3) таким образом, чтобы $I = \pm 1$. Это условие дает соотношение между α и β . Другое нормировочное соотношение $\alpha/\beta = -C$ следует из первого граничного условия (2). Два нормировочных условия позволяют определить коэффициенты α и β .

Решения (3) $I = \pm 1$ соответствуют сферическим волнам единичной радиальной плотности мощности, уходящим вверх и вниз от источника, расположенного на сфере радиусом $r = R_0 + z_0$. Волны излучаются к этой сфере под углом $\Lambda(z_0)$, который определяется из соотношения $\sin^2 \Lambda(z_0) = q^2(z_0)/k_0^2 \epsilon(z_0)$. Знак Λ выбирается согласно знаку I .

Выбор нормировки $I = \pm 1$ в дальнейшем при решении задачи о тепловом излучении удобен для нахождения энергетических потерь. Любое же решение исходной задачи (1), (2) может быть выражено через два нормированных таким образом решения (3).

Рассмотрим решение краевой задачи (3). Методом инвариантного погружения она может быть переформулирована в задачу с начальными данными [2]. Введем обозначения:

$$\begin{aligned} A(h) &= A(h + 0, h), & V(h) &= \alpha(h) + B(h)\beta(h), \\ \Psi(h) &= A(h)/V(h), & \Psi(z, h) &= A(z, h)/V(h), \\ A(z, z_0; h) &= A(z, z_0), & \tilde{A}(h, z_0) &= A(z, z_0; h) \Big|_{z=h} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\Psi(z, z_0; h) = A(z, z_0; h) / V(z_0)U(z_0),$$

$$\Psi(h, z_0) = \tilde{A}(h, z_0)/V(z_0)U(z_0),$$

$$U(z_0) = [1 - \beta(z_0)/V(z_0)\Psi(z_0)].$$

Заметим, что поля Ψ при конечном $B(h)$ связаны с полями Ψ_0 при $B(h) = 0$ следующим образом:

$$\Psi(h) = \frac{\Psi_0(h)}{1 + B(h)\Psi_0(h)}, \quad \Psi(z, h) = \frac{\Psi_0(z, h)}{1 + B(h)\Psi_0(h)},$$

$$\Psi(z, z_0; h) = \Psi_0(z, z_0; h) - B(h) \frac{\Psi_0(z, h)\Psi_0(h, z_0)}{1 + B(h)\Psi_0(h)}, \quad (5)$$

что вытекает из формы граничных условий (2) [4].

Уравнение погружения для $\Psi_0(h)$ имеет вид

$$-\frac{d}{dh} \Psi_0(h) = L(h)\Psi_0^2(h) - K(h) \quad (6)$$

с начальным условием $\Psi_0(H) = -C^{-1}(H)$. Две другие функции находятся с помощью квадратур:

$$\Psi_0(z, h) = \Psi_0(z) \exp \left[\int_z^h d\xi L(\xi)\Psi_0(\xi) \right],$$

$$\Psi(z, z_0; h) = \int_{\min z, z_0}^h d\xi L(\xi)\Psi_0(z, \xi)\Psi_0(\xi, z_0) + \begin{cases} \Psi_0(z, h) |_{h=z_0} U^{-1}(z_0) |_{B=0}, & z_0 \leq z \\ \Psi_0(h, z_0) |_{h=z}, & z \leq z_0 \end{cases} \quad (7)$$

Отметим, что в настоящей работе все выражения рассмотрены в более общем случае, чем в [2], что было связано с необходимостью проведения спектрального анализа волновых полей. Например, в [2] формулы метода погружения получены при $\beta = 0$, а граничные условия (2) взяты в асимптотическом виде.

На верхней границе слоя $z = H$ имеем волну, уходящую вверх, ее можно представить в виде $A(H, z_0) = a(\Lambda)W_1(t_H)$. Плотность мощности в радиальном направлении на верхней границе слоя $I_H(\Lambda) = \sigma |a(\Lambda)|^2$. С учетом нормировки источника $|I| = 1$ коэффициент энергетических потерь волны, излученной источником в слое и вышедшей из него, определяется следующим образом: $\eta(\Lambda) = 1 - I_H(\Lambda)$.

Согласно флуктуационно-диссипационной теореме [5] энергетические потери волны в среде можно связать с интенсивностью теплового излучения там же и определить радиояркостную температуру теплового излучения как $T(\Lambda, z_0) = T_0 \eta(\Lambda, z_0)$, где T_0 - температура среды.

На рис. 1 приведены расчеты зависимости $\eta(\Lambda, z_0)$, которые осуществлялись для вертикально поляризованной волны. Это означает, что в (6) и (7) использовались коэффициенты с индексом $i = 1$ или 3. Характеристика волновода $\tilde{\epsilon}(z) = Q(H_0 - z)$ при $z \leq H_0$ и $\tilde{\epsilon} > H_0$. Выбирались следующие параметры: $\lambda = 2$ см, $H = 1000$ м, $H_0 = 15$ м,

$B = 0$, $\gamma = 2 \cdot 10^{-8}$; кривые 1 - $Q = 0 \text{ м}^{-1}$, $z_0 = 0 \text{ м}$; 2 - $Q = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$, $z_0 = 0 \text{ м}$; 3 - $Q = 7 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$, $z_0 = 0 \text{ м}$; 4 - $Q = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$, $z_0 = 15 \text{ м}$.

На рис. 2 приведены те же зависимости при $Q = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$, кривые 1 - $z_0 = 0 \text{ м}$, 2 - $z_0 = 5 \text{ м}$, 3 - $z_0 = 10 \text{ м}$, 4 - $z_0 = 15 \text{ м}$, остальные параметры прежние.

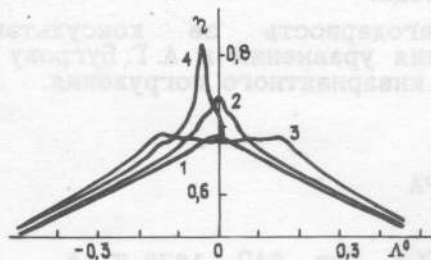


Рис. 1.

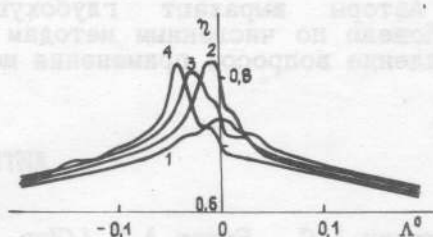


Рис. 2.

Отметим, что для приподнятых источников ($z_0 > 0$) зависимости $\eta(\Lambda)$ при $\Lambda = 0$ имеют всегда разрывы. На рисунках они для удобства рассмотрения немного сглажены. Эти разрывы дифракционного происхождения. Когда $\Lambda \rightarrow 0$ при $\Lambda > 0$ (источник излучает вверх), то волна всегда сосредоточена в области $z > z_0$. Когда $\Lambda \rightarrow 0$ при $\Lambda < 0$ (источник излучает вниз), то волна, имеющая точку поворота z_p ($z_p < z_0$, $z_p \rightarrow z_0$), дифрагирует за нее и никогда не сшивается с волной, излучаемой вверх. Это две различные волны, имеющие разные потери. Асимметрия возникает в результате сферической геометрии задачи.

Учет конечного импеданса для морской поверхности не меняет существенно результата, поскольку при столь малых углах распространения коэффициент отражения поверхности близок к единице и она не вносит дополнительных потерь в волноводе. Формально в (5) при этом $|B| < 1$, а, следовательно, $\Psi \approx \Psi_0$.

При расчетах для горизонтально поляризованной волны ($i = 2$) коэффициенты в (6) и (7) отличаются от предыдущего случая с вертикальной поляризацией на незначительную величину $\epsilon - 1$, поэтому результаты решений (6) и (7) при $i = 1, 3$ и $i = 2$ совпадают.

Однако при учете граничных условий волновые функции Ψ существенно изменяются по сравнению с Ψ_0 , поскольку в (5) $|B| > 1$, что приводит к сдвигу резонансных максимумов зависимостей $\eta(\Lambda)$, характер поведения самих кривых при этом сохраняется.

Рассматриваемая задача имеет прямую аналогию с задачей о полукрытом резонаторе, возбуждаемом источником внутри. Потери волны в нем тем больше, чем ближе мы приближаемся по параметру Λ к резонансу, поскольку число проходов излучения в резонаторе при этом увеличивается. Вдали от резонанса волна покидает резонатор раньше, чем энергия успевает поглотиться в нем. Резонансные значения Λ соответствуют направлениям распространения собственных мод резонатора.

В отличие от результатов геометрической оптики [1], согласно которым $\eta(\Lambda) = 1$ во всем диапазоне углов захвата $|\Lambda| \leq 0,1^\circ$, поскольку луч, захваченный в волновод, не покидает его, а полностью

теряет свою энергию там, дифракционная теория дает относительно узкие и небольшие резонансные подъемы на кривой $\eta(\lambda)$, в области которых высвечивание волны из волновода не превосходит процесса диссипации ее энергии в нем. Слабость тепловых радиоволноводных эффектов подтверждается натурными наблюдениями [6]. Для более подробных экспериментальных исследований этих эффектов потребуются радиометры с угловым разрешением $|\Delta| \leq 0,1^\circ$. А при длине волны излучения $\lambda = 2$ см размер антенной апертуры $D \geq \lambda/|\Delta| = 10$ м, что сравнимо уже с размерами самого волновода.

Авторы выражают глубокую благодарность за консультации К. В. Кошело по численным методам решения уравнений и А. Г. Бугрову за обсуждение вопросов применения метода инвариантного погружения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С., Ершов А. Т. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. т. 15. № 2. С. 218.
2. Кляцкин В. И. Метод погружения в теории распространения волн. - М.: Наука, 1986. - 256 с.
3. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. - М.: Наука. 1979. - 180 с.
4. Кляцкин В. И., Кошель К. В. // ДАН СССР. 1986. т. 288. № 6. С. 1478.
5. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. - М.: Наука. 1967. - 307 с.
6. Волков А. В., Глинер А. Р. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. т. 33. № 7. С. 880.

Тихоокеанский океанологический
институт ДВО АН России

Поступила в редакцию
31 января 1991 г.

RADIO-THERMAL RADIATION OF THE ATMOSPHERE AT WAVEGUIDE PROPAGATION

B. M. Shevtsov, A. A. Shishkarev

In this paper the spectral analysis of electromagnetic-wave Green function was carried out and the loss coefficient was calculated for the tropospheric waveguide by the imbedding method. The diffraction problem of the atmosphere thermal radiation was also discussed.