8. Jayasuriya D A R., Medeiros Filho F. C., Cole R. S. 2 Int. Conf. Anten. and Prop — London — N Y, 1981, p 221

Радиоастрономический институт
АН УССР,
Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
3 марта 1987 г.

УДК 551.521.3:551.576

СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ НЕОДНОРОДНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А. Н. Валентюк

В работах [1–5] были рассмотрены закономерности прохождения света через слой трехмерно-неоднородной стохастической среды. В данной работе в рамках квазиоднократного малоуглового приближения исследуется среднее значение интенсивности излучения, отраженного от такой среды.

Стохастическая реализация яркости излучения, отраженного от стохастического слоя с крупномасштабными неоднородностями, имеющими размеры, много большие ширины функции Грина уравнения переноса излучения, в рамках квазиоднократного малоуглового приближения запишется в виде

$$I(\mathbf{r};\Omega)=\int\limits_z^{z_s}\frac{dz_1}{|\mu|}\,\sigma\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega;\Omega_0\right)E\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega_0\right)T(\mathbf{r};\Omega),\tag{1}$$

где $I(\mathbf{r};\Omega)$ — яркость излучения в точке, определяемой радиусом-вектором $\mathbf{r}$ в направлении, задаваемом единичным вектором Ω, $\{\mathbf{r}\}=\{\rho,\mathbf{z}\}$, $\Omega_\perp$ — проекция Ω на плоскость слоя, μ — направляющий косинус вектора Ω с осью z, z_s — толщина слоя, $z_\Delta=z_1-z$, $E(\rho;z;\Omega_0)$ — освещенность, создаваемая в точке $\mathbf{r}$ падающим излучением, Ω_0 | единичный вектор, определяющий направление освещения, $T(\mathbf{r};\Omega)$ — стохастический коэффициент пропускания среды, $\sigma(\rho,\mathbf{z};\Omega,\Omega_0)$ — показатель направленного светорассеяния среды. Выражения для функций $E(\rho,\mathbf{z},\Omega_0)$ и $T(\mathbf{r};\Omega)$ следуют из [5]:

$$E\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega_0\right)=E_0\exp\left[-\int\limits_0^{z_1}k^*(\mathbf{r}_{eu})\frac{du}{\mu_0}\right],$$

$$T(\mathbf{r};\Omega)=\exp\left[-\int\limits_z^{z_1}k^*(\mathbf{r}_{0u})\frac{du}{|\mu|}\right],$$

где E_0 — освещенность, создаваемая падающим излучением на верхней плоскости слоя, μ_0 — направляющий косинус вектора Ω_0 с перпендикулярной поверхности слоя осью z, $k^*(\mathbf{r})$ — эффективный показатель поглощения света в точке $\mathbf{r}$ среды,

$$\{\mathbf{r}_{eu}\}=\left\{\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta-\frac{\Omega_{\perp 0}}{\mu_0}(z_1-u);\ u\right\},\qquad \{\mathbf{r}_{0u}\}=\left\{\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}(u-\mathbf{z});\ u\right\}.$$

Эффективный показатель поглощения света $k^*(\mathbf{r})$ связан с показателями поглощения и рассеяния света $k(\mathbf{r})$ и $\sigma(\mathbf{r})$ соотношением $k^*(\mathbf{r})=k(\mathbf{r})+\sigma(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{r})$, где $\Phi(\mathbf{r})$ | параметр, равный для тонких слоев доли света, рассеиваемой назад в однократном акте рассеяния.

Среднее значение яркости излучения, отраженного от среды, запишется в виде

$$\langle I(\mathbf{r};\Omega)\rangle=E_0\int\limits_z^{z_s}\frac{dz_1}{|\mu|}U_0(z_1),\tag{2}$$

где

$$U_0(z_1)=\left\langle\sigma\left(\rho-\frac{\Omega_\perp}{|\mu|}z_\Delta;z_1;\Omega;\Omega_0\right)e^{-\Psi(\mathbf{r})}\right\rangle;\tag{3}$$

$$\Psi(\mathbf{r})=\int\limits_0^{z_1}k^*(\mathbf{r}_{eu})\frac{du}{\mu_0}+\int\limits_z^{z_1}k^*(\mathbf{r}_{0u})\frac{du}{|\mu|}.\tag{4}$$

Будем предполагать, что функция $\sigma(\boldsymbol{r}; \Omega; \Omega_0)$ является реализацией нормального горизонтального однородного случайного процесса. Функция $\Psi(\boldsymbol{r})$ в силу центральной предельной теоремы теории вероятностей также представляет собой нормальный случайный процесс. В этом случае

$$U_0(z_1) = \exp\left[-\overline{\Psi}(z_1) + \frac{D^2_\Psi(z_1)}{2}\right][\overline{\sigma}(z_1; \Omega; \Omega_0) - R_{\sigma\Psi}(z_1)], \tag{5}$$

где $R_{\sigma\Psi}(z_1)$ — функция взаимной корреляции $\sigma(\boldsymbol{r}; \Omega; \Omega_0)$ и $\Psi(\boldsymbol{r})$, $D^2_\Psi(z_1)$ — дисперсия $\Psi(\boldsymbol{r})$, $\overline{\Psi}(z)$ и $\overline{\sigma}(z; \Omega; \Omega_0)$ — средние значения $\Psi(\boldsymbol{r})$ и $\sigma(\boldsymbol{r}; \Omega; \Omega_0)$ соответственно На основании (4) получим

$$\overline{\Psi}(z_1) = \int\limits_0^{z_1} \overline{k}^*(u)\frac{du}{\mu_0} + \int\limits_z^{z_1} \overline{k}^*(u)\frac{du}{|\mu|}, \tag{6}$$

$$R_{\sigma\Psi}(z) = \int\limits_0^{z_1} \frac{du_1}{\mu_0} R_{\sigma\kappa}(\Omega; \Omega_0; z_1; u_1; \rho^* - \rho_{eu1}) + \int\limits_z^{z_1} \frac{du_2}{|\mu|} R_{\sigma\kappa}(\Omega; \Omega_0; z_1; u_2; \rho^* - \rho_{0u2}), \tag{7}$$

где $\overline{k}^*(z)$ — среднее значение $k^*(\boldsymbol{r})$, $\rho^* = \rho - \frac{\Omega_\perp}{|\mu|} z_\Delta$, $\rho_{euj} = \rho - \frac{\Omega_\perp}{|\mu|} z_\Delta - \frac{\Omega_{\perp 0}}{\mu_0}(z_1 - u_j)$, $\rho_{0uj} = \rho - \frac{\Omega_\perp}{|\mu|}(u_j - z)$, $j = 1, 2$, $R_{\sigma\kappa}(\Omega; \Omega_0; z_1; z_2; \rho_1 - \rho_2)$ — функция взаимной корреляции показателя направленного светорассеяния и эффективного показателя поглощения света. Выражение для $D^2_\Psi(z_1)$ следует также из (4):

$$D^2_\Psi(z_1) = \int\limits_0^{z_1}\int\limits_0^{z_1} \frac{du_1\,du_2}{\mu_0^2} R_{\kappa\kappa}(u_1; u_2; \rho_{eu1} - \rho_{eu2}) + \int\limits_z^{z_1}\int\limits_z^{z_1} \frac{du_1\,du_2}{\mu^2} R_{\kappa\kappa}(u_1; u_2; \rho_{0u1} - \rho_{0u2}) + \int\limits_z^{z_1}\int\limits_0^{z_1} \frac{du_1\,du_2}{\mu_0|\mu|} \times$$
$$\times R_{\kappa\kappa}(u_1; u_2; \rho_{eu1} - \rho_{0u2}) + \int\limits_0^{z_1}\int\limits_z^{z_1} \frac{du_1\,du_2}{\mu_0|\mu|} R_{\kappa\kappa}(u_1; u_2; \rho_{eu1} - \rho_{0u2}), \tag{8}$$

где $R_{\kappa\kappa}(z_1; z_2, \rho_1 - \rho_2)$ — корреляционная функция эффективного показателя поглощения среды.

Формулы (2), (5)—(8) решают задачу нахождения среднего значения яркости излучения, отраженного от трехмерно-неоднородной стохастической рассеивающей среды с известными средними значениями показателей поглощения, направленного светорассеяния и их корреляционных характеристик.

Определим границы применимости полученных соотношений. Одно из ограничений на область применения выражений (2), (5)—(8) связано с применением для описания статистических свойств случайных величин $\sigma(\boldsymbol{r}; \Omega; \Omega_0)$ и $\Psi(\boldsymbol{r})$ нормальной функции распределения. Эта функция, как известно, допускает возможность получения отрицательных значений σ и Ψ, что в данном случае противоречит физическому смыслу задачи. Для того, чтобы вероятность такой ситуации была пренебрежимо малой, необходимо, чтобы $\overline{\sigma} \gtrsim D_\sigma$, $\overline{\Psi} \gtrsim D_\Psi$, где D^2_σ — дисперсия σ. Нетрудно показать, что при $\Psi \lesssim 1$ эти два неравенства выполняются при

$$\overline{\sigma}(z, \Omega; \Omega_0) \gtrsim (1/\mu_0 + 1/|\mu|) D_\kappa D_\sigma\, l^*, \tag{9}$$

где D^2_κ — дисперсия показателя поглощения, l^* — эффективный размер макронеоднородностей среды.

На рис. 1 приведены значения средней яркости излучения, отраженного от стохастического рассеивающего слоя, в зависимости от масштаба пространственной корреляции макронеоднородностей среды при различных значениях средней оптической толщины слоя $\bar{\tau}$. Здесь же представлены значения яркости излучения, отраженного от эквивалентного однородного слоя с параметрами рассеяния, равными усредненным значениям характеристик рассеяния стохастического слоя Расчеты выполнены для экспоненциальной функции корреляции параметров рассеяния среды и характеристик рассеяния, соответствующих модели облака C1 на длине волны $\lambda=0{,}7$ мкм [6]. Данные, приведенные на рисунке, показывают, что яркость излучения, отражен-

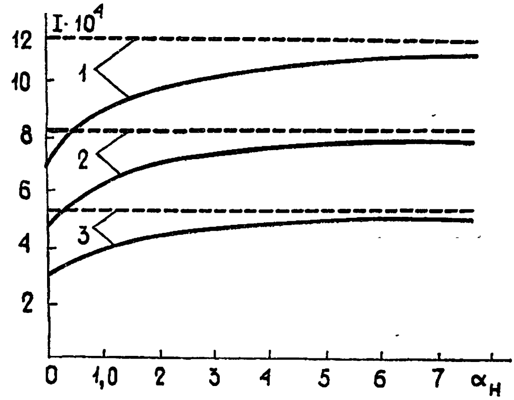

Рис. 1. Зависимость яркости излучения, отраженного от трехмерно-неоднородного непоглощающего стохастического слоя (сплошные кривые) и от однородного (штриховые), от радиуса корреляции неоднородностей $\alpha_н=z_s/l^*$ при $\mu_0=|\mu|=1{,}0$, $\tau=6{,}0$ (*1*); 4,0 (*2*); 2,0 (*3*), относительных флуктуациях оптической толщины $\delta=\sqrt{\sigma_\tau^2}/\bar{\tau}=0{,}35$ (σ_τ^2 — дисперсия оптической толщины слоя).

ного от стохастического слоя, всегда меньше яркости излучения, отраженного от эквивалентного слоя. Отличие в значениях яркости излучения, отраженного от стохастического и эквивалентного ему однородного слоя, нарастают с ростом средней оптической толщины слоя. При этом для достаточно больших толщин может реализоваться ситуация, когда стохастический рассеивающий слой с крупномасштабными макронеоднородностями отражает излучение меньше, чем однородный слой с существенно меньшей оптической толщиной (см. кривые *1*, *2*).

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов Г. Н., Титов Г. А — Изв вузов — Физика, 1977, № 9, с. 103.
2. Михайлов Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1982, 18, № 12, с. 1289.
3. Кацев И. Л. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1983, 19, № 11, с. 1172.
4. Долин Л. С — ДАН СССР, 1984, 227, № 1, с. 77
5. Валентюк А. Н. — Исследование Земли из космоса, 1987, № 3, с. 91.
6. Дерменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М: Мир, 1971. — 176 с.

Могилевское отделение
Института физики АН БССР

Поступила в редакцию
31 марта 1987 г.

УДК 533.951

О РЕЗОНАНСНОМ ЭКРАНИРОВАНИИ ТМ-ВОЛН ТОНКИМИ СЛОЯМИ ГИРОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ

М. И. Бакунов

Известно [1–3] (см. также [4]), что при выполнении в экстремуме (перегибе) концентрации плазмы условия верхнего гибридного резонанса ТМ-волна, падающая перпендикулярно постоянному магнитному полю B_0, в отсутствие соударений ($\nu_{eff}\to 0$) полностью экранируется плоскостью резонанса ($|R|\to 1$). Причем в отличие от случая изотропной плазмы [5] экранировка сохраняется и для нормального падения волны. Существование эффекта экранирования для какой-либо другой ориентации поля $\boldsymbol{B}_0$ считалось невозможным из-за обязательного возбуждения в плазменном слое двух нормальных волн — обыкновенной и необыкновенной — и