

УДК 621.371.22

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОВОЛН ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ С МАЛЫМИ ПОЛОГИМИ НЕРОВНОСТЯМИ

В. П. Докучаев, В. Д. Кротиков

Рассмотрено тепловое радиоизлучение электропроводного полупространства, ограниченного плоской поверхностью с малыми пологими неровностями. Расчеты проведены методом среднего поля с использованием приближенных граничных условий Леонтовича. Получены выражения для яркостных температур теплового излучения волн с продольной и поперечной поляризацией. Приведены результаты расчета температуры излучения для различных длин волн и зависимость излучения от угла наблюдения для двух длин волн.

Тепловое радиоизлучение Луны и планет является предметом всесторонних исследований в современной радиоастрономии. Радиотеплолокация широко используется также при дистанционных наблюдениях поверхности Земли с борта самолетов и космических аппаратов [1, 2]. Эти исследования дали большую и ценную информацию о физико-химических свойствах верхних покровов перечисленных объектов. В связи с этим представляет интерес исследовать влияние статистических неровностей поверхности реальных тел на их тепловое излучение. Заметим, что задача о тепловом излучении неровной поверхности при произвольных соотношениях между высотой неровностей $\zeta_0 = \langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$, их средним горизонтальным размером Λ и длиной электромагнитной волны λ не поддается полному теоретическому анализу. Поэтому при расчетах используется либо приближение Кирхгофа, когда длина волны $\lambda \ll \Lambda$, либо приближение Рэлея, когда можно вести разложение искомым электромагнитных полей по малому параметру $\zeta_0/\lambda \ll 1$ [3, 4]*. Здесь рассмотрено тепловое излучение плоских монохроматических волн нижним полупространством ($z < 0$), заполненным однородной и изотропной электропроводной средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ (см. рис. 1). В электромагнитной волне с частотой ω электрические и магнитные поля E и $H \rightarrow \exp(-i\omega t)$ и $\epsilon_2 = 4\pi\sigma/\omega$, где σ — электропроводность среды. Пусть верхнее полупространство ($z > 0$) прозрачно для этого излучения и $\epsilon_0 = 1$. Граница раздела обоих полупространств является статистически неровной поверхностью, и ее уравнение запишется в форме $z = \zeta(x, y) = \zeta(\mathbf{r})$. Предположим, что функция $\zeta(\mathbf{r})$ статистически однородна и изотропна:

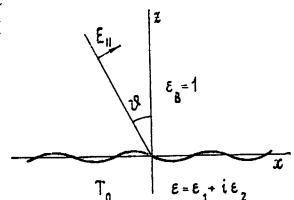


Рис. 1.

Граница раздела обоих полупространств является статистически неровной поверхностью, и ее уравнение запишется в форме $z = \zeta(x, y) = \zeta(\mathbf{r})$. Предположим, что функция $\zeta(\mathbf{r})$ статистически однородна и изотропна:

$$\langle \zeta \rangle = 0, \quad \langle \zeta(\mathbf{r}) \zeta(\mathbf{r} + \mathbf{\rho}) \rangle = \zeta_0^2 K(\rho), \quad (1)$$

* В теории активной радиолокации достигнуты особенно большие успехи в разработке техники вычислений сечений рассеяния и коэффициентов отражения для неровных поверхностей различных тел методом среднего поля [5]

где $\langle \rangle$ означает усреднение, ζ_0 — дисперсия высоты неровностей, $K(|\rho|)$ — нормированная корреляционная функция случайного поля $\zeta(\mathbf{r})$. Для численных расчетов ниже будет использована гауссова функция

$$K(\rho) = \exp\{-(x^2 + y^2)/\Lambda^2\}, \quad (2)$$

где Λ — радиус корреляции.

В случае идеально гладкой границы раздела указанных сред ($\zeta_0 = 0$) излучение нижнего полупространства описывается яркостными температурами, которые различны для двух поляризаций [2]:

$$T_{\perp} = T_0(1 - |R_{\perp}|^2), \quad T_{\parallel} = T_0(1 - |R_{\parallel}|^2); \quad (3)$$

$$R_{\perp} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad R_{\parallel} = \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \varepsilon \cos \theta}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \varepsilon \cos \theta}, \quad (4)$$

где T_0 — температура среды в нижнем полупространстве, R_{\perp} и R_{\parallel} — френелевские коэффициенты отражения плоской волны при двух ее поляризациях (с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости падения и параллельным ей), θ — угол, под которым наблюдается тепловое излучение (рис. 1). Формулы (4) сильно упрощаются при условии $|\varepsilon| \gg \sin^2 \theta$:

$$R_{\perp} \approx -(1 - \eta \cos \theta)/(1 + \eta \cos \theta), \quad R_{\parallel} \approx (\eta - \cos \theta)/(\eta + \cos \theta). \quad (4')$$

Здесь $\eta = \varepsilon^{-1/2}$ — импеданс нижнего полупространства.

Исследуем, каким образом наличие малых и пологих случайных неровностей границы раздела влияет на коэффициенты прохождения ($D = 1 - |R|^2$) теплового излучения с температурой T_0 . Условия малости и пологости статистически неровной поверхности имеют вид [5, 6]

$$k_0 \zeta_0 \ll 1, \quad \zeta_0 \ll \Lambda. \quad (5)$$

Спектральная интенсивность теплового излучения полупространства в направлении θ пропорциональна той мощности, которую поглощает среда при падении на нее плоской электромагнитной волны из верхнего полупространства под углом θ . Таким образом, в соответствии с методом Левина — Рытова [7] определение интенсивности теплового излучения шероховатой поверхностью сводится к решению задачи о рассеянии плоской волны на этой поверхности. Заметим, что этот подход был использован в работе [8] для расчета теплового излучения периодически неровной водной поверхностью, когда $\zeta = \zeta_0 \cos(k_{\perp} x)$. В отличие от метода малых возмущений, использованного в работе [8], здесь анализ рассеяния плоской волны на статистически неровной поверхности проведен методом среднего поля, который подробно изложен в монографиях [5, 9].

Предположим, что в нижнем полупространстве $|\varepsilon| \gg 1$. При этом электромагнитные поля в верхнем полупространстве должны удовлетворять на границе раздела условию

$$\mathbf{N} \times \mathbf{E} = \eta [\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{H})], \quad z = \zeta(\mathbf{r}). \quad (6)$$

Здесь \mathbf{N} — единичный вектор нормали к границе раздела, направленный вверх:

$$\mathbf{N} = \frac{n_z - (\partial \zeta / \partial x) n_x - (\partial \zeta / \partial y) n_y}{[1 + (\partial \zeta / \partial x)^2 + (\partial \zeta / \partial y)^2]^{1/2}}, \quad (7)$$

где $\mathbf{n}_x, \mathbf{n}_y, \mathbf{n}_z$ — единичные векторы системы координат x, y, z . Из соотношений (6), (7) с учетом (5) следуют приближенные условия на плоскости $z = 0$:

$$E_x + \eta H_y = -\zeta \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} + \eta \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \frac{\zeta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \eta \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} \right) - \eta \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2 H_y - \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} H_y - \frac{\partial \zeta}{\partial x} E_z - \eta \frac{\partial \zeta}{\partial y} H_z - \quad (8)$$

$$- \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial E_z}{\partial z} - \eta \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial y} \frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)^2 \right] E_x;$$

$$E_y - \eta H_x = -\zeta \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \eta \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) - \frac{\zeta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \eta \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right) - \quad (9)$$

$$- \frac{\partial \zeta}{\partial y} E_z + \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} H_z - \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial y} \frac{\partial E_z}{\partial z} + \eta \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial H_z}{\partial z} +$$

$$+ \eta \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)^2 H_x - \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} H_y - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)^2 \right] E_y.$$

Для статистически однородной и изотропной функции $\zeta(\mathbf{r})$ выполняются условия [5]

$$\left\langle \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\rangle = \left\langle \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\rangle = 0. \quad (10)$$

В соответствии с методом среднего поля представим электромагнитные поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в виде [3]

$$\mathbf{E} = \mathbf{E} + \mathbf{e}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H} + \mathbf{h}, \quad \langle \mathbf{E} \rangle = \mathbf{E}, \quad \langle \mathbf{H} \rangle = \mathbf{H}. \quad (11)$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} — когерентные поля, \mathbf{e} и \mathbf{h} — флуктуационные. При этом из уравнений (8) и (9) с учетом (10) и с точностью до первых членов разложения по ζ находим условия при $z = 0$:

$$E_x + \eta H_y = -\left\langle \zeta \left(\frac{\partial e_x}{\partial z} + \eta \frac{\partial h_y}{\partial z} \right) \right\rangle - \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial x} e_z \right\rangle - \eta \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial y} h_z \right\rangle; \quad (12)$$

$$E_y - \eta H_x = -\left\langle \zeta \left(\frac{\partial e_y}{\partial z} - \eta \frac{\partial h_x}{\partial z} \right) \right\rangle - \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial y} e_z \right\rangle + \eta \left\langle \frac{\partial \zeta}{\partial x} h_z \right\rangle. \quad (13)$$

Аналогично для флуктуационных полей получим при $z = 0$:

$$e_x + \eta h_y = -\zeta \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} + \eta \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \frac{\partial \zeta}{\partial x} E_z - \eta \frac{\partial \zeta}{\partial y} H_z; \quad (14)$$

$$e_y - \eta h_x = -\zeta \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \eta \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) - \frac{\partial \zeta}{\partial y} E_z + \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} H_z. \quad (15)$$

Для того, чтобы воспользоваться дифракционным методом расчета теплового излучения неровной поверхности, рассмотрим вспомогательную задачу об отражении плоской волны от этой поверхности (см. рис. 1). Для волны с поперечной поляризацией компоненты среднего поля $E_x = E_z = H_y = 0$ и отличны от нуля следующие:

$$\begin{aligned} \bar{E}_y &= [\exp(-ik_0 z \cos \theta) + R_E \exp(ik_0 z \cos \theta)] \exp(ik_0 x \sin \theta), \\ H_x &= \cos \theta [\exp(-ik_0 z \cos \theta) - R_E \exp(ik_0 z \cos \theta)] \exp(ik_0 x \sin \theta), \\ H_z &= \sin \theta E_y, \end{aligned} \quad (16)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число в верхнем полупространстве, R_E — эффективный коэффициент отражения среднего поля от шероховатой поверхности. В (16) учтено, что поляризация среднего поля не изменится при отражении от этой поверхности в силу статистической однородности и изотропности функции $\zeta(\mathbf{r})$. Для флуктуационных полей используем спектральные представления [5]:

$$\mathbf{e}(\mathbf{R}) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{k}) \exp[i\sqrt{k_0^2 - k^2} z + i(\mathbf{k}\mathbf{r})] dk_x dk_y; \quad (17)$$

$$\hat{\mathbf{e}}(\mathbf{k}) = 1/(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}(\mathbf{r}) \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r})] dx dy. \quad (18)$$

Из соотношений (12) — (18) находим следующее уравнение для R_E :

$$1 + R_E - \eta(1 - R_E) \cos \theta = [(1 - R_E) \cos \theta - \eta(1 + R_E)] I_{1E} + \eta(1 + R_E) I_{2E}. \quad (19)$$

Здесь I_{1E} и I_{2E} обозначают следующие интегралы:

$$I_{1E} = k_0^2 \zeta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[x + \frac{k_y^2}{x + \eta k_0} + \frac{\eta k_x (k_x - k_1)}{k_0 + \eta x} \right] K_f(k - k_1) \times \\ \times dk_x dk_y; \quad (20)$$

$$I_{2E} = \zeta_0^2 \sin \theta \int_{-\infty}^{\infty} \left[k_x x + \frac{\eta k^2 (k_x - k_1)}{k_0 + \eta x} \right] K_f(k - k_1) dk_x dk_y, \quad (21)$$

$$x = \sqrt{k_0^2 - k^2}, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k_1 = k_0 n_x \sin \theta,$$

где K_i — спектр нормированной функции корреляции неровностей (1):

$$K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} K(\rho) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)\rho] d\rho. \quad (22)$$

Коэффициент отражения R_E из (19) удобно выразить через эффективный импеданс η_E :

$$R_E = -\frac{1 - \eta_E \cos \theta}{1 + \eta_E \cos \theta}, \quad \eta_E = \frac{\eta + I_{1E}}{1 + \eta(I_{1E} - I_{2E})}. \quad (23)$$

Выражения (16), (20) — (23) полностью определяют среднее поле. Поток энергии $\mathbf{S} = c(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)/8\pi$ среднего поля, перпендикулярный границе раздела двух сред, определяется формулой

$$S_{zs} = -\frac{c}{2\pi} \cos^2 \theta \frac{\text{Re } \eta_E}{|1 + \eta_E \cos \theta|^2}, \quad (24)$$

где Re означает реальную часть. Отметим, что при $\eta = 0$ $S_{zs} \neq 0$, что обусловлено наличием дополнительного потока энергии флуктуацион-

ных полей, который не учитывается в формуле (24). Вертикальная компонента этого потока на границе раздела просто выражается через спектры флуктуационных полей:

$$S_{zf} = \frac{c}{8\pi} k_0 \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x}{k^2} (\hat{e}_z \hat{e}_z^* + \hat{h}_z \hat{h}_z^*) dk_x dk_y. \quad (25)$$

Спектры $\hat{e}_z(\mathbf{k})$ и $\hat{h}_z(\mathbf{k})$ находятся с помощью уравнений Максвелла и соотношений (14)–(18):

$$\hat{e}_z(\mathbf{k}) = \frac{\eta(1 + R_E) - (1 - R_E) \cos \theta}{x + \eta k_0} k_0 k_y i \zeta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1); \quad (26)$$

$$\hat{h}_z(\mathbf{k}) = \left\{ \frac{-k_0 k_x [\eta(1 + R_E) - (1 - R_E) \cos \theta]}{k_0 + \eta x} + \frac{\eta k^2 (1 + R_E) \sin \theta}{k_0 + \eta x} \right\} i \zeta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1). \quad (27)$$

Согласно дифракционному методу расчета теплового излучения тел яркостная температура этого излучения в направлении θ пропорциональна полному потоку интенсивности $S_{zs} + S_{zf}$, уходящему в нижнее полупространство. Из соотношений (24)–(27) окончательно находим следующее выражение для яркостной температуры $T_E(\theta)$ теплового излучения с поперечной поляризацией:

$$T_E(\theta) = \frac{4T_0 \cos \theta}{|1 + \eta_E \cos \theta|^2} \operatorname{Re} [\eta_E(\theta) - I_{fE}(\theta)], \quad (28)$$

где интеграл I_{fE} обусловлен учетом потока энергии флуктуационных полей:

$$I_{fE} = k_0 \zeta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x}{k^2} \left\{ \left| \frac{k_0 k_y (1 - \eta \eta_E)}{x + \eta k_0} \right|^2 + \left| \frac{k_0 k_x (1 - \eta \eta_E) + \eta \eta_E k^2 \sin \theta}{k_0 + \eta x} \right|^2 \right\} \times \\ \times K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}. \quad (29)$$

Спектр флуктуаций неровностей K_f по-прежнему определяется формулой (22).

Аналогичный расчет был выполнен для волны с продольной поляризацией, когда компоненты электромагнитного среднего поля

$$H_y = [\exp(-ik_0 z \cos \theta) + R_H \exp(ik_0 z \cos \theta)] \exp(ik_1 x), \quad (30)$$

$$E_z = -\sin \theta H_y,$$

$$E_x = -\cos \theta [\exp(-ik_0 z \cos \theta) - R_H \exp(ik_0 z \cos \theta)] \exp(ik_1 x),$$

$$H_x = H_z = E_y = 0,$$

где $k_1 = k_0 \sin \theta$, R_H — эффективный коэффициент отражения данной поляризации. Как и в предыдущем случае, находим, что

$$\eta(1 + R_H) - (1 - R_H) \cos \theta = -[1 + R_H - \\ - \eta(1 - R_H) \cos \theta] I_{1H} + (1 + R_H) I_{2H}, \quad (31)$$

где использованы обозначения:

$$I_{1H} = k_0 \zeta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[x + \frac{\eta k_y^2}{k_0 + \eta x} + \frac{k_x(k_x - k_1)}{x + \eta k_0} \right] K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}; \quad (32)$$

$$I_{2H} = \zeta_0^2 \sin \theta \int_{-\infty}^{\infty} \left[k_x x + \frac{k^2 (k_x - k_1)}{x + \eta k_0} \right] K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}. \quad (33)$$

Из соотношения (31) следует, что

$$R_H = \frac{\cos \theta - \eta_H}{\cos \theta + \eta_H}, \quad \eta_H = \frac{\eta + I_{1H} - I_{2H}}{1 + \eta I_{1H}}. \quad (34)$$

Здесь введен эффективный импеданс η_H для волн с продольной поляризацией. Спектры флуктуационных полей, которые необходимы для расчета потока энергии по формуле (25), имеют вид

$$\hat{e}_z(\mathbf{k}) = \frac{2i \cos \theta}{\cos \theta + \eta_H} \frac{k_0 k_x (1 - \eta \eta_H) - k^2 \sin \theta}{x + \eta k_0} \hat{\zeta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1), \quad (35)$$

$$\hat{h}_z(\mathbf{k}) = \frac{2i \cos \theta}{\cos \theta + \eta_H} \frac{k_0 k_y (1 - \eta \eta_H)}{k_0 + \eta x} \hat{\zeta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1).$$

Опуская промежуточные вычисления, которые вполне аналогичны предыдущим (при расчете T_E), приведем окончательное выражение для яркостной температуры $T_H(\theta)$ в случае вертикальной поляризации:

$$T_H(\theta) = \frac{4T_0 \cos \theta}{|\eta_H + \cos \theta|^2} \operatorname{Re} [\eta_H(\theta) - I_{fH}(\theta)]; \quad (36)$$

$$I_{fH} = k_0 \zeta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x}{k^2} \left\{ \left| \frac{k_0 k_x (1 - \eta \eta_H) - k^2 \sin \theta}{x + \eta k_0} \right|^2 + \left| \frac{k_0 k_y (1 - \eta \eta_H)}{k_0 + \eta x} \right|^2 \right\} K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}. \quad (37)$$

Формулы (28) и (36) определяют яркостную температуру теплового излучения нижнего полупространства с импедансом $\eta = \varepsilon^{-1/2}$ и имеющего в среднем плоскую границу раздела при наличии на ней малых и пологих неровностей (5). В отсутствие неровностей ($\zeta_0 = 0$) эти формулы переходят в соотношения (3) с коэффициентами отражения (4'). Легко убедиться, что при $\eta = 0$ из (28) и (36) следует $T_E = T_H = 0$. Для наблюдения в надири, когда $\theta = 0$, выражения T_E (28) и T_H (36) совпадают:

$$T_b = (4T_0 / |1 + \eta_{эфф}|^2) \operatorname{Re} (\eta_{эфф} - I_f), \quad \eta_{эфф} = (\eta + I) / (1 + \eta I). \quad (38)$$

Интегралы I и I_f в (38) с учетом изотропии спектра K_f сводятся к однократным:

$$I = 2\pi k_0 \zeta_0^2 \int_0^{\infty} k \left(x + \frac{0,5 \eta k^2}{k_0 + \eta x} + \frac{0,5 k^2}{x + \eta k_0} \right) K_f(k) dk; \quad (39)$$

$$I_f = \pi k_0^3 \zeta_0^2 |1 - \eta \eta_{эфф}|^2 \int_0^{\infty} x k \left(\frac{1}{|x + \eta k_0|^2} + \frac{1}{|k_0 + \eta x|^2} \right) K_f(k) dk; \quad (40)$$

$$K_f(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \rho K(\rho) J_0(k\rho) d\rho. \quad (41)$$

Заметим, что если радиус корреляции Λ очень велик по сравнению с длиной электромагнитной волны λ и в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$, то в соответст-

вии с теорией обобщенных функций и общими свойствами функций корреляции $K(\rho)$ из (22) получаем

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1). \quad (42)$$

Здесь δ — символ функции Дирака. В этом пределе из (28) и (36) следует, что $T_E(\theta) = T_{\perp}(\theta)$ и $T_H(\theta) = T_{\parallel}(\theta)$, где T_{\perp} и T_{\parallel} определяются формулами (3) с коэффициентами R из (4). Это означает, что крупномасштабные неровности дают исчезающе малый вклад в тепловое излучение при выполнении основных условий $k_0 \zeta_0 \ll 1$ и $\zeta_0 \ll \Lambda$. Хотя в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ η_H и η_E не совпадают с η , вклад крупных неровностей в тепловое излучение компенсируется уменьшением яркостных температур за счет потоков флуктуационных полей, что отражают члены I_{fE} и I_{fH} в формулах (28) и (36). При выполнении условия

$$\zeta_0 \ll \lambda \ll \Lambda \quad (43)$$

можно продолжить разложение в ряд функции корреляции $K(\rho) \approx 1 - \rho^2/\Lambda^2$. При этом интеграл в (22) существует и вычисляется в смысле теории обобщенных функций:

$$K_f(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \approx \left[1 + \frac{1}{\Lambda^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial k_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial k_y^2} \right) \right] \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1). \quad (44)$$

Принимая во внимание неравенства (43) и спектр (44), легко показать, что в силу основного условия $k_0 \zeta_0 \ll 1$ при $k_0 \zeta_0 = 0,1$ поправки к тепловому излучению в присутствии невысоких крупномасштабных неровностей будут пропорциональны наклонам $(\zeta_0/\Lambda)^2 \approx 10^{-4}$ и в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ они полностью исчезнут. Вследствие этого основной интерес представляет только случай $k_0 \Lambda \leq 1$.

Результаты расчета приращения яркостных температур шероховатой водной поверхности по отношению к гладкой

$$\Delta T_E(\theta) = T_E(\theta) - T_{\perp}(\theta) \quad \text{и} \quad \Delta T_H(\theta) = T_H(\theta) - T_{\parallel}(\theta) \quad (45)$$

соответственно по формулам (3), (23) и (36) представлены на рис. 2. Сплошными линиями изображены $\Delta T_E(\theta)$, а пунктирными — $\Delta T_H(\theta)$. Параметры неровной поверхности с гауссовой функцией корреляции (1), (2) выбраны так, что $\zeta_0 = 0,1$ см, $\Lambda = 3$ см. Кривые 1, 2 относятся к тепловому излучению с длиной электромагнитной волны $\lambda = 10$ см.

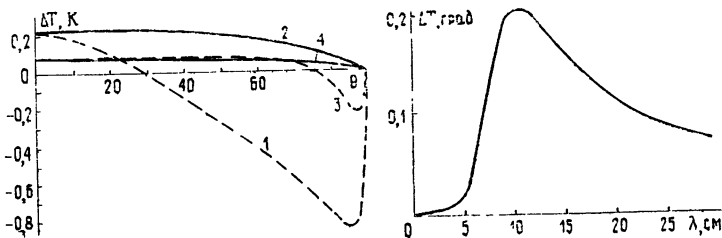


Рис. 2.

Рис. 3.

а кривые 3, 4 соответствуют $\lambda = 30$ см. Комплексные диэлектрические проницаемости для пресной воды и этих длин волн были рассчитаны по данным работы [10]: $\epsilon_{10} = 78 \div 13i$, $\epsilon_{30} = 80 \div 4i$. С ростом длины волны λ величины $|\Delta T_E|$ и $|\Delta T_H|$ уменьшаются и становится слабо выраженной зависимость ΔT от вида поляризации и от угла θ . На рис. 3 представлены результаты расчета величины

$$\Delta T(0) = T_v - T_r(0) \quad (46)$$

в зависимости от длины электромагнитной волны λ , отложенной по оси абсцисс. Расчет выполнен для случая пресной воды и при тех же параметрах ξ_0 и Λ . Максимум кривой на этом рисунке при $\lambda_{\max} \approx 11$ см приблизительно соответствует максимуму функции $k \exp(-k^2 \Lambda^2/4)$, описывающей плотность спектра изотропной функции корреляции (1), (2): $k_{\max} = \sqrt{2} \Lambda^{-1}$ и $\lambda_{\max} \sim \sqrt{2} \pi \Lambda$. В случае синусоидальной границы раздела максимум имеет место при $\lambda_{\max} = \Lambda$ для TH -волны, но отсутствует для TE -волны [8]. В рассмотренном здесь случае максимум λ_{\max} смещен в сторону более длинных волн вследствие усреднения по всем возможным направлениям на неровной поверхности и отсутствия выделенного направления на ней. Из рис. 2 и 3 видно, что малые и пологие неровности поверхности увеличивают яркостную температуру и только при малых углах визирования $\theta \gtrsim 80^\circ$ имеет место уменьшение яркостной температуры по сравнению с излучением гладкой поверхности под тем же углом.

В заключение выражаем благодарность В. Н. Никонову за обсуждение результатов работы и И. Г. Зарницыной за выполнение численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты — М: Наука, 1974
- 2 Богородский В. В., Козлов А. И., Тучков Л. Т. Радиотепловое излучение земных покровов — Л: Гидрометеоздат, 1977.
- 3 Цейтлин Н. М., Шутко А. М., Жислин Г. М. Препринт ИРЭ АН СССР № 6 (155) — М, 1974
- 4 Караваев В. В. — Изв вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 5, с 658
- 5 Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности — М: Наука, 1972
- 6 Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику Ч II Случайные поля — М: Наука, 1978
- 7 Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике — М: Наука, 1967
- 8 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
- 9 Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. — М: АН СССР, 1961.
- 10 Klein L. A., Swift C. F. — IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1977, № 1.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
3 июня 1980 г.

HEAT RADIATION OF RADIO WAVES BY A PLANE SURFACE WITH SMALL SLOPING ROUGHNESSES

V. P. Dokuchaev, V. D. Krotikov

A heat radiation of electric conducting space limited by a plane surface with small sloping roughnesses is considered. Calculations have been made by a method of an average field using approximate boundary Leontovich conditions. Expressions have been derived for brightness temperatures of the heat radiation of waves with longitudinal and transverse polarization. Calculation results of the radiation temperature are presented for different wavelength and the radiation dependence on the observation angle for two wavelengths.