1991 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 61, в. 2
1991 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 61, N 2

01; 09

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СЛОИСТОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА СО СЛАБОШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Н. П. Жук, О. А. Третьяков, А. Г. Яровой

Получены аналитические выражения для яркостной температуры собственного излучения плоскослоистого диэлектрического полупространства со слабошероховатой поверхностью на произвольной поляризации. Приведены результаты расчетов радиояркостного контраста неровной статистически изотропной и ровной поверхностей кусочно-однородного полупространства.

1. Появление данной работы вызвано рядом практических запросов СВЧ радиометрии, которые в теоретическом плане сводятся к задаче расчета теплового радиоизлучения, исходящего от слабошероховатой земной поверхности [1, 2]. Детальное исследование этой задачи проведено в частных случаях хорошо проводящей среды [3] и однородного диэлектрического полупространства [4, 5], ограниченных шероховатой поверхностью. Мы обратились к более совершенной модели, в которой учтено изменение электрофизических параметров земных покровов по глубине.

Цель работы — решение задачи о яркостной температуре собственного излучения выбранной модели и анализ совместного влияния слоистости среды и шероховатости ее поверхности на формирование этого излучения. Для расчета последнего использована электродинамическая теория равновесных тепловых флуктуаций [6]. Влияние шероховатостей учтено в рамках статистико-волновой теории, описывающей многократное рассеяние [7].

Главный аналитический результат работы представлен формулами (5)—(8) для яркостной температуры собственного излучения на произвольной поляризации. Он относится к общему случаю статистически анизотропных шероховатостей. С его помощью можно легко получить выражения для параметров Стокса теплового радиоизлучения [1], которые из-за своей громоздкости здесь опущены.

Для случая изотропных шероховатостей, коррелированных по гауссовскому закону, в работе приведены результаты расчета на ЭВМ радиояркостного контраста шероховатой и гладкой границ на вертикальной и горизонтальной поляризациях. Исследована зависимость радиояркостного контраста от геометрических характеристик неровностей, электрофизических параметров диссипативного полупространства и угла визирования.

2. Отнесем все пространство к прямоугольной декартовой системе координат x, y, z, ось $0z$ для определенности направим вертикально вверх. Положим, что земные покровы занимают нижнее полупространство, земная поверхность в отсутствие неровностей совпадает с плоскостью $z=0$, а верхнее полупространство является свободным. В принятой нами модели земные покровы рассматриваются как диэлектрик с комплексной проницаемостью $\varepsilon(z)=\varepsilon'(z)(1+i\delta(z))$, зависящей только от вертикальной координаты z. Здесь ε' — вещественная часть диэлектрической проницаемости, δ — тангенс угла диэлектрических потерь. Магнитная проницаемость всюду равна 1.

При наличии шероховатостей поверхность диэлектрической среды считается заданной уравнением $z=\zeta(\mathbf{r})$, где ζ — случайная функция с нулевым средним значением, средним квадратом, равным σ^2, и функцией корреляции $\langle\zeta(\mathbf{r})\,\zeta(\mathbf{r}')\rangle = B(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций ζ; $\mathbf{r}=(x, y, 0)$. Предполагается, что характерная высота отдельной неровности значительно меньше ее характерного горизонтального размера и длины волны излучения в свободном пространстве.

Расчет теплового излучения нагретого тела, как известно [6], связан с решением задачи дифракции на этом теле плоской монохроматической электромагнитной волны. Решение последней известно [8–10], поэтому мы ограничимся только кратким его описанием применительно к рассматриваемой ситуации.

Пусть из верхнего полупространства на описанную выше диэлектрическую среду в направлении вектора $\mathbf{l}_i=(\cos\varphi_i\sin\alpha_i,\ \sin\varphi_i\sin\varphi_i,\ -\cos\alpha_i)$ падает плоская волна (временно́й множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен)

$$\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{R}) = \exp(ik\mathbf{l}_i\cdot\mathbf{R})(\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iA_p+\theta_iA_s),\quad \mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{R}) = \exp(ik\mathbf{l}_i\cdot\mathbf{R})(\theta_iA_p-\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iA_s). \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{R}=(x, y, z)$; $\mathbf{n}_i=(\cos\varphi_i, \sin\varphi_i, 0)$; α_i, φ_i — угол падения и азимутальный угол распространения волны соответственно $0\leqslant\alpha_i<90°$, $0\leqslant\varphi_i<360°$; $\mathbf{z}_0$ — орт оси $0z$; θ_i — единичный вектор, лежащий в плоскости падения и ортогональный вектору $\mathbf{l}_i$: $\theta_i=\mathbf{z}_0\sin\alpha_i+\mathbf{n}_i\cos\alpha_i$; $k\equiv\omega/c$, c — скорость света в вакууме; A_s, A_p — комплексные амплитуды вертикально (s) и горизонтально (p) поляризованных составляющих электрического поля падающей волны.

Представим дифрагированные поля $\mathbf{E}^{(d)}(\mathbf{R})$, $\mathbf{H}^{(d)}(\mathbf{R})$ в виде суммы статистически средней (когерентной) и флуктуационной компонент

$$\mathbf{E}^{(d)}=\langle\mathbf{E}^{(d)}\rangle+\mathbf{E}^{(f)},\quad \mathbf{H}^{(d)}=\langle\mathbf{H}^{(d)}\rangle+\mathbf{H}^{(f)};\quad \langle\mathbf{E}^{(f)}\rangle=\langle\mathbf{H}^{(f)}\rangle=0. \tag{2}$$

Когерентная компонента, отраженная в верхнее полупространство, описывается выражениями

$$\langle\mathbf{E}^{(d)}(\mathbf{R})\rangle=\exp(ik\mathbf{l}_r\cdot\mathbf{R})[(\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iR_{pp}-\theta_rR_{sp})A_p+(\theta_rR_{ss}-\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iR_{ps})A_s],$$
$$\langle\mathbf{H}^{(d)}(\mathbf{R})\rangle=\exp(ik\mathbf{l}_r\cdot\mathbf{R})[(\theta_rR_{pp}+\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iR_{sp})A_p-(\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}_iR_{ss}+\theta_rR_{ps})A_s];\ z>0, \tag{3}$$

где $\mathbf{l}_r$, θ_r — единичные векторы, определяющие соответственно направление зеркального отражения и ортогональное ему направление в плоскости падения, $\mathbf{l}_r=(\cos\varphi_i\sin\alpha_i,\ \sin\varphi_i\sin\alpha_i,\ \cos\alpha_i)$, $\theta_r=\mathbf{z}_0\sin\alpha_i-\mathbf{n}_i\cos\alpha_i$; $R_{\mu\nu}\equiv R_{\mu\nu}(\alpha_i, \varphi_i)$ — коэффициент когерентного отражения ν-поляризованной плоской волны в плоскую волну μ-й поляризации (μ, $\nu=s$, p).

Плотность потока энергии флуктуационной компоненты $\mathbf{P}_f(\mathbf{R})=(c/8\pi)\,\mathrm{Re}\times\langle\mathbf{E}^{(f)}(\mathbf{R})\times(\mathbf{H}^{(f)}(\mathbf{R}))^*\rangle$ (* — комплексное сопряжение) в точке наблюдения $\mathbf{R}$, расположенной в свободном пространстве на достаточном удалении от шероховатой границы, допускает представление

$$\mathbf{P}_f(\mathbf{R})=(c/8\pi)\int dx'xy'\mathbf{l}_{sc}|\mathbf{R}-\mathbf{r}'|^{-2}[\langle|L_{sp}A_p-L_{ss}A_s|^2\rangle+\langle|L_{pp}A_p-L_{ps}A_s|^2\rangle]. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{l}_{sc}$ — единичный вектор, направленный из переменной точки $\mathbf{r}=(x', y', 0)$ в точку наблюдения $\mathbf{R}$: $\mathbf{l}_{sc}=(\cos\varphi_{sc}\sin\alpha_{sc}, \sin\varphi_{sc}\sin\alpha_{sc}, \cos\alpha_{sc})$; α_{sc}, φ_{sc} — углы сферической системы координат с центром в точке $\mathbf{r}'$, определяющие указанное направление; $L_{\mu\nu}\equiv L_{\mu\nu}(\alpha_i, \varphi_i\mid\alpha_{sc}, \varphi_{sc})$ — длина некогерентного рассеяния плоской волны ν-й поляризации, падающей из свободного пространства в направлении вектора $\mathbf{l}_i$, в квазисферическую волну μ-й поляризации, исходящую из точки $\mathbf{r}'$ в направлении вектора $\mathbf{l}_{sc}$ (ν, $\mu=s$, p).

Возвратившись к расчету собственного излучения отнесем точке наблюдения $\mathbf{R}$ в свободном пространстве угол визирования α и азимутальный угол φ: $\mathbf{R}=(R\cos\varphi\sin\alpha, R\sin\varphi\sin\alpha, R\cos\alpha)$. Пусть $\mathbf{d}$ — единичный вектор ($|\mathbf{d}|^2=1$), который определяет поляризацию излучния, принимаемого антенной (вещественным $\mathbf{d}$ отвечает линейная поляризация, а комплексным — эллиптическая). Предположим, что диэлектрическое полупространство равномерно нагрето до термодинамической температуры T. На основании флуктуационно-диссипационной теоремы [6] получим выражение для плотности потока энергии собственного излучения, усредненного по ансамблю реализаций неровностей. Соответствующие выкладки подробно описаны в [11], поэтому сразу приводим итоговый результат — формулу для яркостной температуры $T_{b\mathbf{d}}(\alpha, \varphi)$ излучения на заданной поляризации $\mathbf{d}$

$$T_{b\mathbf{d}}(\alpha, \varphi) = e_{\mathbf{d}}(\alpha, \varphi)\, T; \tag{5}$$

$$e_{\mathbf{d}}(\alpha, \varphi) = 1 - |\mathbf{d}^* \cdot (\theta R_{ss}(\alpha, \varphi) - \mathbf{z}_0 \times \mathbf{n} R_{sp}(\alpha, \varphi))|^2 -$$
$$- |\mathbf{d}^* \cdot (\mathbf{z}_0 \times \mathbf{n} R_{pp}(\alpha, \varphi) + \theta R_{ps}(\alpha, \varphi))|^2 - \sec\alpha \int_{0^\circ}^{360^\circ} d\varphi' \int_{0^\circ}^{90^\circ} P \sin\alpha' d\alpha'; \tag{6}$$

$$P = \langle |\mathbf{d}^* \cdot (\theta L_{ss}(\alpha, \varphi|\alpha', \varphi') - \mathbf{z}_0 \times \mathbf{n} L_{sp}(\alpha, \varphi|\alpha', \varphi'))|^2 \rangle +$$
$$+ \langle |\mathbf{d}^* \cdot (\mathbf{z}_0 \times \mathbf{n} L_{pp}(\alpha, \varphi|\alpha', \varphi') + \theta L_{ps}(\alpha, \varphi|\alpha', \varphi'))|^2 \rangle. \tag{7}$$

Здесь $e_{\mathbf{d}}$ — излучательная способность на $\mathbf{d}$-й поляризации диэлектрической среды с шероховатой поверхностью; $\mathbf{n} = (-\cos\varphi, -\sin\varphi, 0)$; $\theta = \mathbf{z}_0 \sin\alpha + \mathbf{n}\cos\alpha$. Полученные формулы позволяют найти параметры Стокса собственного излучения, которые выражаются через значения яркостной температуры на четырех независимых поляризациях [1, 11]; в связи с громоздкостью мы их не приводим.

3. Коэффициенты когерентного отражения находятся из решения краевой задачи для когерентной компоненты в импедансной формулировке [8]

$$R_{ss}(\alpha_i, \varphi_i) = [(\alpha_e(\varkappa)\cos\alpha_i + 1)(\cos\alpha_i - \beta_e(\varkappa)) + \rho^2(\varkappa)\cos\alpha_i]/\Delta_e,$$
$$R_{pp}(\alpha_i, \varphi_i) = [(\alpha_e(\varkappa)\cos\alpha_i - 1)(\cos\alpha_i + \beta_e(\varkappa)) - \rho^2(\varkappa)\cos\alpha_i]/\Delta_e,$$
$$R_{sp}(\alpha_i, \varphi_i) = -R_{ps}(\alpha_i, \varphi_i) = 2\rho(\varkappa)\cos\alpha_i/\Delta_e;$$
$$\Delta_e = (\alpha_e(\varkappa)\cos\alpha_i + 1)(\cos\alpha_i + \beta_e(\varkappa)) - \rho^2(\varkappa)\cos\alpha_i. \tag{8}$$

В этих формулах $\varkappa$ — горизонтальная компонента волнового вектора падающей плоской волны $\varkappa = k\mathbf{n}_i \sin\alpha_i$; α_e, β_e, ρ — коэффициенты, определяющие диаду эквивалентного импеданса шероховатой границы. В применяемых здесь обозначениях они имеют следующий вид:

$$\alpha_e(\varkappa) = \tilde{\alpha} + (k\sigma)^2 \tilde{\alpha}(\nu_\varepsilon - 1) - \tilde{\alpha}^2 (1 - \nu_\varepsilon)^2 k^2 \int d\varkappa' \tilde{B}(\varkappa - \varkappa') \times$$
$$\times [k\tilde{\alpha}' (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}')^2/\Delta'_p + \beta'\gamma' (\mathbf{n}_i \times \mathbf{n}')^2/\Delta'_s],$$
$$\beta_e(\varkappa) = \beta + (k\sigma)^2 \beta [\nu_\varepsilon - 1 + (\varkappa/k)^2 (\nu_\varepsilon^{-1} - \nu_\varepsilon)] - (1 - \nu_\varepsilon)^2 k^2 \int d\varkappa' \tilde{B}(\varkappa - \varkappa') \times$$
$$\times [(\beta^2\beta'\gamma' (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}')^2 - \beta(\gamma' - k\beta')(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}')\varkappa\varkappa'/(k^2\nu_\varepsilon) - (\varkappa\varkappa')^2/(k^3\nu_\varepsilon^2))/\Delta'_s +$$
$$+ k\beta^2\tilde{\alpha}' (\mathbf{n}_i \times \mathbf{n}')^2/\Delta'_p],$$
$$\rho(\varkappa) = (1 - \nu_\varepsilon)^2 \int d\varkappa' \tilde{B}(\varkappa - \varkappa')\, \mathbf{z}_0 \cdot \mathbf{n}_i \times \mathbf{n}' \times [(\tilde{\alpha}\gamma' (\varkappa\varkappa'/(k^2\nu_\varepsilon) - \beta\beta'(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}'))/\Delta'_s +$$
$$+ k\beta\tilde{\alpha}\tilde{\alpha}' (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}')/\Delta'_p]. \tag{9}$$

Здесь интегрирование по $\varkappa' = (\varkappa'_x, \varkappa'_y, 0)$ производится по всей плоскости $(\varkappa'_x, \varkappa'_y)$, $\mathbf{n}' = \varkappa'/\varkappa'$; $\mathbf{n}_i = \varkappa/\varkappa$; $\tilde{B}$ — пространственный спектр неровностей $\tilde{B}(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r}\, B(\mathbf{r}) \times \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})/(2\pi)$ $(\mathbf{q} = (q_x, q_y, 0))$; ν_ε = предельное значение диэлектрической проницаемости среды с ровной границей при $z \to 0$: $\nu_\varepsilon = \varepsilon(-0)$; $\gamma' \equiv \gamma(\varkappa') = \sqrt{k^2 - \varkappa'^2}$, $\operatorname{Im}\gamma \geqslant 0$;

$$\Delta'_p \equiv \Delta_p(\varkappa') = \gamma'\tilde{\alpha}(\varkappa') + k, \quad \Delta'_s \equiv \Delta_s(\varkappa') = \gamma' + k\beta(\varkappa'). \tag{10}$$

Скалярные импеданс и адмитанс ровной поверхности $z=0$ диэлектрической среды, обозначенные через $\beta \equiv \beta(\varkappa)$ и $\tilde{\alpha} \equiv \tilde{\alpha}(\varkappa)$ соответственно, определены соотношениями

$$\beta(\varkappa) - i\partial_z \Psi_s^-(+0, \varkappa)/(k\Psi_s^-(0, \varkappa)),$$
$$\tilde{\alpha}(\varkappa) = -ik\Psi_p^-(0, \varkappa)/\partial_z \Psi_p^-(+0, \varkappa), \tag{11}$$

где функции $\Psi_{\mu}^{-}(z, \varkappa)$ есть решения уравнений

$$[\eta(z)\partial_z\eta^{-1}(z)\partial_z + k^2\varepsilon(z) - \varkappa^2]\Psi_{\mu}^{-}(z, \varkappa) = 0, \quad -\infty < z < \infty, \tag{12}$$

$\eta=\varepsilon$ при $\mu=s$ и $\eta=1$ при $\mu=p$, удовлетворяющие условию излучения при $z \to -\infty$. Величины со штрихами β', $\tilde{\alpha}'$ зависят от $\varkappa'$.

Выражения для длин рассеяния легко получаются из формул работ [9, 10] для индикатрис рассеяния шероховатой поверхности диэлектрического полупространства. В результате величина P из (7) прибрегает следующий вид:

$$P = 4k^8|1-\nu_\varepsilon|^2\cos^2\alpha\cos^2\alpha'\tilde{B}(\varkappa-\varkappa')[|\Delta_s'|^{-2}|(\sin\alpha\sin\alpha'/\nu_\varepsilon - \beta\beta'\cos(\varphi'-\varphi)) \times \\ \times(\mathbf{d}^*\cdot\boldsymbol{\theta})/\Delta_s - \tilde{\alpha}\beta'\sin(\varphi'-\varphi)(\mathbf{d}^*\cdot\mathbf{z}_0\times\mathbf{n})/\Delta_p|^2 + |\tilde{\alpha}'/\Delta_p'|^2|\tilde{\alpha}\cos(\varphi'-\varphi)\times \\ \times(\mathbf{d}^*\cdot\mathbf{z}_0\times\mathbf{n})/\Delta_p - \beta\sin(\varphi'-\varphi)(\mathbf{d}^*\cdot\boldsymbol{\theta})/\Delta_s|^2], \tag{13}$$

где $\varkappa=(k\cos\varphi\sin\alpha,\ k\sin\varphi\sin\alpha,\ 0)$, $\varkappa'=(k\cos\varphi'\sin\alpha',\ k\sin\varphi'\sin\alpha',\ 0)$.

4. Выражения (6), (7) совместно с (8), (9), (13) образуют основу для численного исследования излучательной способности плоскослоистого диэлектрического полупространства с шероховатой поверхностью. Ниже рассмотрен простейший случай слоистой диэлектрической среды, представляющий собой однородный слой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1=\varepsilon_1'(1+i\delta_1)$ и толщиной b, лежащий на однородном полупространстве с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2=\varepsilon_2'(1+i\delta_2)$. Скалярные адмитанс и импеданс поверхности выбранной среды равны

$$\tilde{\alpha}(\varkappa) = \frac{k(h_1\cos(bh_1) - ih_2\sin(bh_1))}{h_1(h_2\cos(bh_1) - ih_1\sin(bh_1))},$$

$$\beta(\varkappa) = \frac{h_1(h_2\cos(bh_1) - i(\varepsilon_2/\varepsilon_1)h_1\sin(bh_1))}{k(\varepsilon_2h_1\cos(bh_1) - i\varepsilon_1h_2\sin(bh_1))}; \tag{14}$$

$$h_1 \equiv h_1(\varkappa) = \sqrt{k^2\varepsilon_1-\varkappa^2},\quad h_2 \equiv h_2(\varkappa) = \sqrt{k^2\varepsilon_2-\varkappa^2}\ \left(\operatorname{Im}\sqrt{\ldots} \geqslant 0\right).$$

Шероховатости поверхности полагаются статистически изотропными и коррелированными по гауссовскому закону $B(\mathbf{r})=\sigma^2\exp(-r^2/l^2)$ (l — интервал корреляции). Вследствие изотропности неровностей коэффициенты деполяризации $R_{sp}=R_{ps}=0$, остальные коэффициенты когерентного отражения, а значит, и излучательная способность не зависят от азимутального угла φ. Требования малости и пологости неровностей налагают условия $k\sigma \ll 1$ и $\sigma/l \ll 1$, которые считаются выполненными. Расчеты проведены для вертикально ($\mathbf{d}=\boldsymbol{\theta}$) и горизонтально ($\mathbf{d}=\mathbf{z}_0\times\mathbf{n}$) поляризованной антенны приемника по программе [12].

В качестве анализируемых величин выбраны радиояркостные контрасты шероховатой и гладкой границ на μ-й поляризации, нормированные на термодинамическую температуру среды $\Delta e_\mu=(T_{b\mu}-T_{b\mu}^0)/T=e_\mu-e_{0\mu}$ ($\mu=s$, p). Величина $e_{0\mu}$, равная излучательной способности среды с ровной границей, определяется известными соотношениями [6]

$$e_{0\mu}(\alpha) = 1 - |R_\mu(\alpha)|^2;$$
$$R_p(\alpha) = (\tilde{\alpha}(k\sin\alpha)\cos\alpha - 1)/(\tilde{\alpha}(k\sin\alpha)\cos\alpha + 1),$$
$$R_s(\alpha) = (\cos\alpha - \beta(k\sin\alpha))/(\cos\alpha + \beta(k\sin\alpha)), \tag{15}$$

где R_μ — френелевские коэффициенты отражения плоской волны вертикальной ($\mu=s$) или горизонтальной ($\mu=p$) поляризации от слоистой среды с ровной границей. В результате расчетов на ЭВМ были установлены следующие закономерности.

При излучении в надир ($\alpha=0$) величины $e_0=e_{0s}(\alpha=0°)=e_{0p}(\alpha=0°)$ и $\Delta \equiv \Delta e_s(\alpha=0°)=\Delta e_p(\alpha=0°)$ осциллирующим образом зависят от толщины слоя b (рис. 1). Периоды осцилляций e_0 и Δ совпадают и равны $2\pi/(k\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon_1})$, т. е. определяются диэлектрической проницаемостью слоя. Максимумам функции $e_0(b)$ соответствуют минимумы $\Delta(b)$, и наоборот, причем шероховатости всегда приводят к увеличению минимумов, но не всегда уменьшают максимумы.

Разноименный характер экстремумов функций $e_0\ (b)$ и $\Delta\ (b)$ при совпадающих значениях аргумента обусловлен сглаживанием интерференционных явлений в слое под действием шероховатостей одной из его границ.

Рассмотрим частный случай, когда толщина слоя много меньше длины волны (точнее, $kb\sqrt{\varepsilon_1} \leqslant 0.5$). Интерференционные явления в такой структуре не проявляются. Ограничимся случаем, когда значения диэлектрических проницаемостей заключены в пределах $2 \leqslant \varepsilon_1 \leqslant 5$; $5 \leqslant \varepsilon'_2 \leqslant 20$; $\delta_{1,\ 2} \leqslant 0.1$. При излучении в надир шероховатости приводят к уменьшению излучательной способности ($\Delta < 0$) при $kl \leqslant 0.1$ и к увеличению ($\Delta > 0$) — при $kl \geqslant 0.3$. С ростом kl при фиксированной среднеквадратичной высоте неровностей σ величина Δ возрастает, достигает положительного максимума при $kl \sim 1$—2, а затем убывает к своему асимптотическому ($kl \to \infty$) значению, отличному от нулевого.

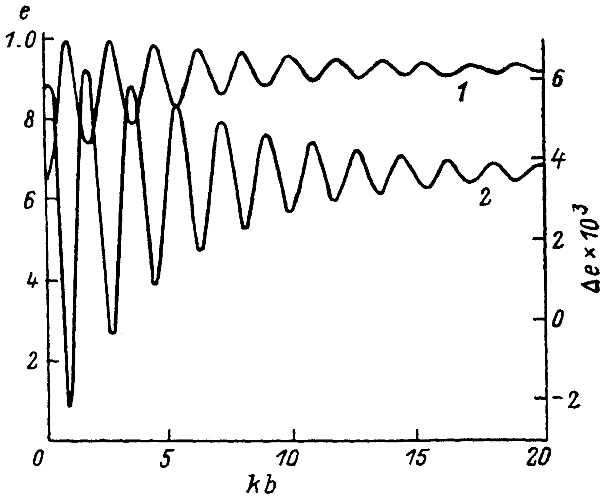


Рис. 1. Зависимость излучательной способности e_0 (*1*) и изменения излучательной способности Δ (*2*) под действием шероховатостей от толщины слоя b.

$k\sigma = 0.09$, $kl = 0.5$, $\varepsilon_1 = 3 + 0.35i$, $\varepsilon_2 = 14 + 3.047i$.

Увеличение реальной части диэлектрической проницаемости слоя вызывает увеличение Δ, а рост толщины этого слоя — уменьшение Δ. Величина $\Delta\ (\varepsilon'_2)$ как функция реальной части диэлектрической проницаемости основания монотонно возрастает, если $kl \geqslant 1$ или $\varepsilon'_1 \leqslant 2$. В случае $0.3 < kl < 1.0$ и $\varepsilon'_1 \geqslant 4$ $\Delta\ (\varepsilon'_2)$ монотонно убывает во всем интервале изменения ε'_2 ($5 \leqslant \varepsilon'_2 \leqslant 20$).

В отсутствие частотной дисперсии диэлектрической проницаемости среды зависимость величины Δ от частоты эквивалентна зависимости от переменного kl при $\sigma/l = \mathrm{const}$, $b/l = \mathrm{const}$ (рис. 2). С увеличением частоты от $k = 0$ изменение излучательной способности под действием шероховатостей Δ убывает, достигая отрицательного минимума при $kl \sim 0.1$, а затем монотонно возрастает, становясь положительной величиной при $kl \sim 0.2$.

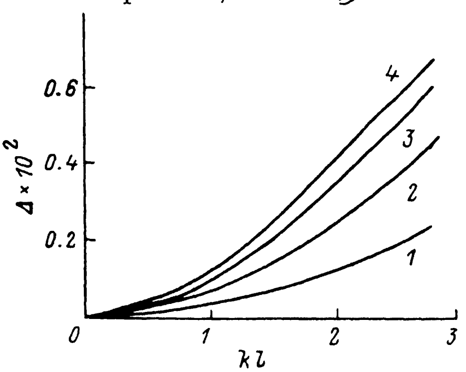


Рис. 2. Зависимость изменения излучательной способности Δ от частоты.

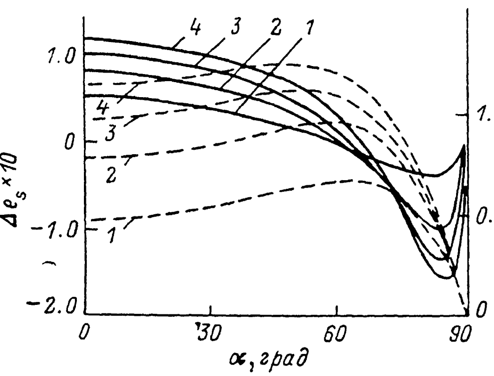
$\sigma/l = 0.03$, $b/l = 1.0$, $\delta_0 = 0.01$, $\varepsilon_2 = 15 + 1.5\ i$; ε'_1: *1* — 2, *2* — 3, *3* — 4, *4* — 5.

Рассмотрим излучение тонких слоев в наклонном направлении ($\alpha \neq 0$). При $\alpha = \mathrm{const} \leqslant 30^\circ$ зависимость величин $\Delta e_{s,\ p}$ от kl при фиксированном σ аналогична зависимости $\Delta\ (kl)$, описанной выше. При углах визирования α, близких к скользящим, $\Delta e_{s,\ p}$ как функция kl монотонно возрастает.

Увеличение реальной части диэлектрической проницаемости слоя ведет к возрастанию Δe_p при $0 < \alpha < 90^\circ$ и Δe_s при $0 < \alpha \leqslant 30^\circ$. В окрестности угла $\alpha = \arccos\left(1/\sqrt{\varepsilon'_2 + 1}\right)$ при $kl \leqslant 1$ e_s убывает с ростом ε'_1. Увеличение толщины b промежуточного слоя вызывает уменьшение Δe_p при $0 < \alpha < 90^\circ$, $kl < 1$ и

$0 < \alpha \leqslant 20°$, $kl \sim 1$; в случае $kl \sim 1$ и $60 \leqslant \alpha < 90°$ Δe (b) — возрастающая функция. Величина Δe_s убывает с ростом b при $0 < \alpha < 60°$, $0.3 < kl < 5.0$. Рост реальной части диэлектрической проницаемости основания при $kl \geqslant 1$ приводит к возрастанию $\Delta e_{s,\,p}$ для углов визирования $0 < \alpha \leqslant 30°$.

При анализе угловых зависимостей теплового излучения тонких слоев ограничимся ситуацией, когда $0.3 < kl < 5.0$. Зависимости изменения излучательной способности $\Delta e_{s,\,p}$ на вертикальной (сплошная линия) и горизонтальной (штриховая линия) поляризациях от угла визирования α представлены на рис. 3. На вертикальной поляризации в области углов $0 < \alpha < 30°$ излучательная способность шероховатой поверхности превосходит таковую для ровной поверхности $\Delta e_s > 0$. При $\alpha = \alpha_{\min} \geqslant \arccos\left(1/\sqrt{\varepsilon_2' + 1}\right)$ и в некоторой окрестности этого угла имеет место обратное соотношение $\Delta e_s < 0$. В интервале



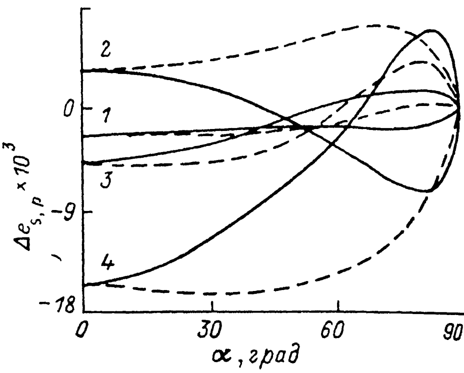


Рис. 3. Зависимость изменения излучательной способности на вертикальной (сплошная линия) и горизонтальной (штриховая) поляризациях от угла визирования α.

$k\sigma = 0.09$, $kl = 1.0$, $kb = 0.3$, $\varepsilon_1 = 5 + 0.05i$, $\delta_2 = 0.1$; ε_2': 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20.

Рис. 4. Зависимость изменения излучательной способности на вертикальной (сплошная линия) и горизонтальной (штриховая) поляризациях от угла визирования α для среды с толщиной слоя b, равной четверти длины волны излучения в слое.

$k\sigma = 0.09$, $kb = \pi/(2\sqrt{\varepsilon_1'})$, $\varepsilon_2 = 14 + 3.047i$; ε_1': 1, 3 — 2; 2, 4 — 5; kl: 1, 2 — 0.5; 3, 4 — 5.0.

углов $0 < \alpha < \alpha_{\min}$ $\Delta e_s(\alpha)$ монотонно убывает, а при $\alpha_{\min} < \alpha < 90°$ монотонно возрастает до нуля, оставаясь отрицательной величиной. На горизонтальной поляризации шероховатости границы приводят к возрастанию излучательной способности при всех углах визирования $0 < \alpha < 90°$, причем в скользящих направлениях ($\alpha \rightarrow 90°$) $\Delta e_p \rightarrow 0$. Как функция угла визирования $\Delta e_p(\alpha)$ имеет единственный экстремум-максимум при $\alpha = \alpha_{\max} > 30°$.

Рассмотрим теперь другой частный случай, когда толщина слоя b равна четверти длины волны излучения в слое (т. е. $kb\sqrt{\varepsilon_1} \approx \pi/2$). При этой толщине слоя излучательная способность в надир среды с ровной границей и при фиксированных значениях диэлектрических проницаемостей ε_1, ε_2 имеют абсолютный максимум. Ограничимся ситуацией, когда реальная часть диэлектрической проницаемости слоя изменяется от 2 до 5, $\delta_1 = 0.1$, $\varepsilon_2 = 14 + 3.047i$. Неровности поверхности будем полагать либо мелкомасштабными ($kl = 0.5$), либо крупномасштабными ($kl = 5.0$).

Мелкомасштабные неровности поверхности среды с $\varepsilon_1' = 2$—3 приводят к уменьшению излучательной способности на горизонтальной поляризации ($\Delta e_p < 0$) при $0 < \alpha \leqslant 50°$ и к увеличению при $70 \leqslant \alpha < 90°$. Для $\varepsilon_1' = 4$—5 шероховатости поверхности увеличивают излучательную способность при всех углах визирования. При любых значениях ε_1' функция $\Delta e_p(\alpha)$ имеет положительный максимум при скользящих углах ($\alpha \rightarrow 90°$). На вертикальной поляризации при $\varepsilon_1' = 2$—3 $\Delta e_s < 0$ на всех углах визирования, а при $\varepsilon_1' = 4$—5 $\Delta e_s > 0$

($0 < \alpha < 30°$) и $\Delta e_s < 0$ ($40 < \alpha < 90°$). При любых ε'_1 функция Δe_s (α) имеет отрицательный минимум в области углов визирования $\alpha \geqslant 70°$.

Крупномасштабные шероховатости поверхности среды с $\varepsilon'_1=2-3$ вызывают уменьшение излучательной способности на горизонтальной поляризации на углах визирования $0 < \alpha < 60°$ и увеличение при $80 < \alpha < 90°$. Для $\varepsilon'_1=4-5$ шероховатости уменьшают излучательную способность при $0 < \alpha < 90°$. На вертикальной поляризации для всех рассматриваемых значений ε'_1 $\Delta e_s < 0$ при $0 < \alpha < 60°$ и $\Delta e_s > 0$ при $80 < \alpha < 90°$. При скользящих углах функция Δe_s (α) имеет положительный максимум. На рис. 4 представлены угловые зависимости изменения излучательной способности $\Delta e_{s,\,p}$ на вертикальной (сплошная линия) и горизонтальной (штриховая) поляризациях.

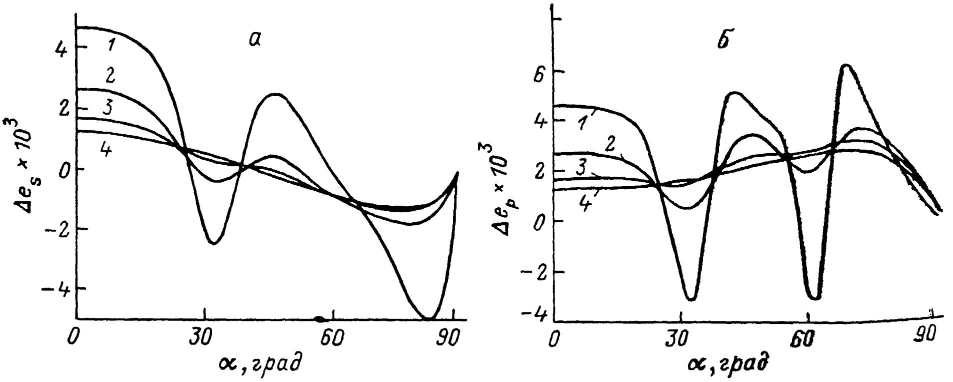


Рис. 5. Зависимость изменения излучательной способности на вертикальной (*а*) и горизонтальной (*б*) поляризациях от угла визирования α.
$k\sigma=0.09$, $kl=1.79$, $kb=20.0$, $\varepsilon'_1=3$; $\varepsilon_2=14+3.047i$; δ_1: *1* — 0.001, *2* — 0.04, *3* — 0.08, *4* — 0.12.

Перейдем к рассмотрению структур с толщиной слоя b, превышающей несколько длин волн. Этот случай интересен тем, что при выполнении условия

$$2\pi/\mathrm{Re}\left(\sqrt{\varepsilon_1}-\sqrt{\varepsilon_1-1}\right) < kb \leqslant 2A/\left(\delta_1\sqrt{\varepsilon'_1}\right) \qquad (16)$$

в угловых зависимостях $e_{0\mu}$ (α), Δe_μ (α) проявляются интерференционные явления. Здесь величина $2/(k\delta_1\sqrt{\varepsilon'_1})$ — толщина скин-слоя для диэлектрика с проницаемостью $\varepsilon=\varepsilon'_1(1+i\delta_1)$. Коэффициент A равен 1.5—2.0 для угловых зависимостей излучательной способности среды с ровной границей. Для зависимостей Δe_μ (α) величина коэффициента A зависит от интервала корреляции kl. Так, при $kl=0.5$ $A=0.3-0.4$, а при $kl=5.0$ $A=1.5-2.0$ (рис. 5). Этот эффект связан с тем, что мелкомасштабные неровности поверхности рассеивают падающее на них излучение преимущественно в неоднородные плоские волны, локализованные вблизи поверхности и распространяющиеся вдоль нее. Глубина проникновения в диэлектрическую среду рассеянного поля в этом случае меньше толщины скин-слоя. Крупномасштабные неровности перерассеивают падающую волну в плоские волны, распространяющиеся преимущественно вдоль направлений зеркального отражения и прохождения. При этом глубины проникновения в диэлектрическую среду рассеянного поля и поля, прошедшего через ровную поверхность среды, сравнимы между собой. Из рис. 5 видно, что при выполнении условия (16) шероховатости поверхности приводят к уменьшению величины излучательной способности на горизонтальной поляризации при углах визирования α, удовлетворяющих соотношению $kb\mathrm{Re}\sqrt{\varepsilon_1-\sin^2\alpha}=(n-1/2)\pi$; $n=1, 2, 3$. Этим углам визирования соответствуют максимумы функции e_{0p} (α).

Список литературы

[1] *Богородский В. В., Козлов А. И.* Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 272 с.

[2] *Шутко А. М.* СВЧ радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986. 190 с.
[3] *Докучаев В. П., Кротиков В. Д.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 8. С. 937—944.
[4] *Жук Н. П., Третьяков О. А., Фукс И. М., Яровой А. Г.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 8. С. 927—932.
[5] *Жук Н. П., Пузенко А. А., Третьяков О. А.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 7. С. 710—716.
[6] *Левин М. Л., Рытов С. М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 308 с.
[7] *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
[8] *Жук Н. П.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 5. С. 592—598.
[9] *Жук Н. П.* // Электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Киев: Наукова думка, 1988. С. 226—233.
[10] *Яровой А. Г.* // Радиотехника. Харьков: Выща школа, 1986. Вып. 79. С. 73—78.
[11] *Жук Н. П., Яровой А. Г.* Деп. в УкрНИИНТИ. № 2753-Ук87. Харьков, 1987.
[12] *Жук Н. П., Яровой А. Г.* Программа расчета излучательной способности и радиояркостной температуры плоскослоистого кусочнооднородного полупространства с шероховатой поверхностью. Харьков, 1988. 65 с. Принята в УкрФАП 30.12.88. № П6353. № ГР 50890000692.

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию 14 марта 1990 г.