

УДК 621.396

В.М. ВЕЛАСКО ЭРРЕРА¹, Г. ВЕЛАСКО ЭРРЕРА¹, В.К. ВОЛОСЮК²,
К.Н. ЛЁВКИНА², А.И. КУРТОВ³

¹Национальный автономный университет Мексики UNAM, Мексика

²Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина

³Харьковский университет Воздушных Сил, Украина

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ПРЕДЕЛЬНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОЦЕНКИ ЕЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Рассмотрена электродинамическая модель мелкошероховатой поверхности. Проанализировано поведение предельных погрешностей измерения электрофизических параметров поверхности при пассивном дистанционном зондировании на основе информации Фишера.

дистанционное зондирование, коэффициент излучения, яркостная температура, угол визирования, потенциальная погрешность

Введение

Украина вошла в третье тысячелетие как одна из ведущих космических держав мира, космическая деятельность отнесена к важнейшим государственным приоритетам. Для решения многих народнохозяйственных задач, развития научно-технического, технологического и производственного потенциала, обеспечения интересов государства на длительный период в сферах безопасности и обороны огромное значение имеют аэрокосмические исследования электрофизических свойств земной поверхности, измерение ее параметров и статистических характеристик. Средства аэрокосмического дистанционного зондирования являются одним из важнейших, а во многих случаях и единственным инструментом изучения космического пространства, поверхностей планет Солнечной системы и их атмосфер.

Для обеспечения точности и достоверности интерпретации результатов мониторинга поверхности необходимо использовать ее адекватную модель. Правильный выбор модели поверхности позволяет получить оценки многих ее характеристик, на которые оказывает влияние степень шероховатости поверхности. К настоящему времени наиболее полно

разработана модель поверхности, удовлетворяющей приближению малых возмущений [1 – 3]:

$$h(\vec{r}) \ll \lambda, \Delta_{\perp} h \ll 1, \quad (1)$$

где h – высота неровностей; $\vec{r}(x, y)$ – координаты точки подстилающей поверхности; λ – длина волны электромагнитного поля; $\Delta_{\perp} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ – поперечный оператор дифференцирования.

Целью данной работы является исследование поведения предельных погрешностей оценок электрофизических параметров мелкошероховатой поверхности, соответствующих оптимальным алгоритмам обработки ее собственного радиотеплового излучения.

Характеристики модели мелкомасштабной поверхности

С учетом конечности диэлектрических параметров среды напряженность электрического поля, рассеянного поверхностью, может быть представлена следующим выражением:

$$\begin{aligned} \dot{E}(B) = & \frac{k^2}{\sqrt{4\pi^3}} \dot{E}_l \int h(\vec{r}) \dot{M}_{ml} [\vec{r}, \varepsilon(\vec{r}), \vec{\vartheta}_i, \vec{\vartheta}_s] \cos \theta_s \cos \theta_i \times \\ & \times \frac{\exp\{jk(R_i + R_s)\}}{R_i R_s} d\vec{r}, \quad (2) \end{aligned}$$

где ml – соответствует различным комбинациям поляризации принимаемого и падающего полей, первый индекс соответствует вертикальной (В) или горизонтальной (Г) поляризации принимаемого поля, второй индекс соответствует вертикальной или горизонтальной поляризации падающего поля; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; \dot{E}_l – комплексная амплитуда излучаемого поля l -й поляризации; θ_i – угол между нормалью к плоскости XOY , проходящей на среднем уровне относительно неровностей и направлением падения волны; θ_s – угол между нормалью к поверхности и направлением рассеяния; $\bar{\vartheta}_i, \bar{\vartheta}_s$ – единичные векторы, характеризующие направления падения и рассеяния волн; R_i – расстояние от точки излучения до поверхности D ; R_s – расстояние от соответствующей точки рассеяния до точки наблюдения; $\dot{\epsilon}(\bar{r})$ – комплексная диэлектрическая проницаемость; вектор $\bar{\vartheta}_i$ лежит в плоскости XOZ .

Выражение (2) справедливо для сравнительно медленного изменения диэлектрической проницаемости. В дальнейшей будем считать, что на исследуемом участке D диэлектрическая проницаемость $\epsilon = const$. Размеры этого участка определяются шириной диаграммы направленности антенны РЛС или ее функции неопределенности.

Комплексные коэффициенты \dot{M}_{ml} равны [1]:

$$\begin{aligned} \dot{M}_{BB} &= (\dot{\epsilon} - 1) \times \\ &\times \frac{\left[\dot{\epsilon} \sin \theta_i \sin \theta_s - \cos \varphi_s \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[\dot{\epsilon} \cos \theta_i + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\dot{\epsilon} \cos \theta_s + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}; \\ \dot{M}_{\Gamma\Gamma} &= \\ &= - \frac{(\dot{\epsilon} - 1) \cos \varphi_s}{\left[\cos \theta_i + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\cos \theta_s + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_{B\Gamma} &= \\ &= - \frac{(\dot{\epsilon} - 1) \left[\sin \varphi_s \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[\cos \theta_i + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\dot{\epsilon} \cos \theta_s + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}; \\ \dot{M}_{\Gamma B} &= \\ &= \frac{(\dot{\epsilon} - 1) \left[\sin \varphi_s \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[\dot{\epsilon} \cos \theta_i + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\cos \theta_s + \left(\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s \right)^{\frac{1}{2}} \right]}; \end{aligned} \quad (3)$$

где φ_s – азимутальный угол для направления рассеяния.

Коэффициенты \dot{M}_{ml} имеют большое значение для решения задач измерений электрофизических параметров сред, так как устанавливают связь между значениями этих параметров и напряженностями регистрируемых полей.

Рассмотрим случай, когда радиус корреляции неровностей $l_h(\bar{r})$ меньше линейных размеров участка $D = L \times L$:

$$l_h(\bar{r}) = \left[\int_D \langle h(\bar{r}) h(\bar{r} + \bar{r}') \rangle d\bar{r}' / \langle h^2(\bar{r}) \rangle \right]^{1/2} \ll \Delta L \ll L, \quad (4)$$

где ΔL – интервал поверхности, разрешаемый функцией неопределенности РЛС; L – интервал, в пределах которого функцию $h(\bar{r})$ можно считать статистически однородной. Условие (4) означает, что в пределах интервала ΔL находится большое число независимых рассеивателей.

Второй статистический момент рассеянного поля (2), пропорциональный его мощности, равен:

$$\begin{aligned} \langle |\dot{E}_{ml}|^2 \rangle &= \\ &= \frac{k^4}{4\pi^3} |\dot{E}_l|^2 \iint_D \dot{M}_{ml}(\bar{r}_1) \dot{M}_{ml}^*(\bar{r}_2) \langle h(\bar{r}_1) h(\bar{r}_2) \rangle \times \\ &\times \frac{\exp\{jk\{[R_{i1} - R_{i2}] + [R_{s1} - R_{s2}]\}\}}{R_{i1} R_{i2} R_{s1} R_{s2}} \times \\ &\times \cos \theta_{i1} \cos \theta_{s1} \cos \theta_{i2} \cos \theta_{s2} d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 \approx \end{aligned}$$

$$\approx \frac{k^4 |\dot{E}_i|^2}{4\pi^3 R_i^2 R_s^2} \int_D |\dot{M}_{ml}(\vec{r}_1)|^2 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s W[\vec{q}_\perp(\vec{r})] d\vec{r}, \quad (5)$$

где

$$W[\vec{q}_\perp(\vec{r})] = \int_{-\infty}^{\infty} \langle h(\vec{r}_1) h(\vec{r}_2) \rangle \exp\{j\vec{q}_\perp \Delta\vec{r}\} d(\Delta\vec{r}); \quad (6)$$

$$\vec{q}_\perp = (q_x, q_y); \quad q_x = k \sin \theta_s \cos \varphi_s - k \sin \theta_i; \\ q_y = k \sin \theta_s \sin \varphi_s; \quad \Delta\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2. \quad (7)$$

Выражения

$$\sigma_{ml}^o = \frac{4k^4}{\pi} |\dot{M}_{ml}(\vec{r})|^2 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s W[\vec{q}_\perp(\vec{r})]; \quad (8)$$

$$K_{ml} = \frac{\sigma_{ml}^o}{\cos \theta_i} \quad (9)$$

представляют собой эффективное бистатическое сечение и бистатический коэффициент диффузного рассеяния соответственно. Бистатический коэффициент диффузного рассеяния (9) соответствует бистатическому расположению вспомогательных источников излучения волн в точке A и приемника рассеянного излучения в точке B и характеризует распределение мощности рассеянного излучения по направлению $\vec{\vartheta}_s$ (рис. 1).

Для однородной изотропной поверхности с корреляционной функцией неровностей

$$\langle h(\vec{r}_1) h(\vec{r}_2) \rangle = \sigma_h^2 \exp\{-|\Delta\vec{r}|^2 / l_h^2\} \quad (10)$$

находим, что

$$W[\vec{q}_\perp(\vec{r})] = \pi \sigma_h^2 l_h^2 \times \\ \times \exp\left\{-\mu^2 (\sin^2 \theta_i + \sin^2 \theta_s - 2 \sin \theta_i \sin \theta_s \cos \varphi_s)\right\}, \quad (11)$$

где $\mu = \frac{1}{4} k^2 l_h^2$.

Наряду с диффузной компонентой в рассеянном поле присутствует когерентная составляющая, характеризующая коэффициентом отражения, который при выполнении условия (10) равен

$$K_{\text{ког } m} = |R_m(\theta_i, \dot{\epsilon})|^2 \exp\left\{-(2k\sigma_h \cos(\theta_i))^2\right\},$$

где $R_m(\theta_i, \dot{\epsilon})$ – коэффициенты отражения Френеля для соответствующих поляризаций.

Коэффициент обратного диффузного рассеяния, характеризующий случай активной моностатической локации, находят из (9) при $\theta_s = \theta_i$ и $\varphi_s = \pi$:

$$K_{ml} = 4k^4 \sigma_h^2 l_h^2 |\dot{M}_{ml}|^2 \cos^3 \theta_i e^{-4\mu^2 \sin^2 \theta_i}.$$

Радиотепловое поле характеризуется радиояростной температурой

$$T_{\text{я}} = \chi_m T_0 = (1 - K_{um}) T_0, \quad (12)$$

где T_0 – термодинамическая температура поверхности; χ_m – коэффициент поглощения; K_{um} – коэффициент интегрального рассеяния, который в случае приема колебаний m -й поляризации определяется

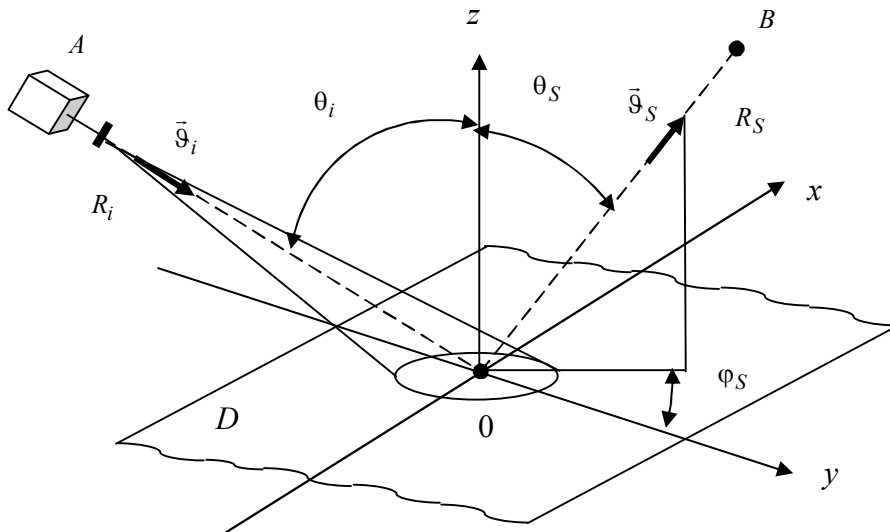


Рис. 1. Геометрия рассеяния

по формуле

$$K_{um} = K_{\text{козм}} - K_m,$$

где

$$K_m = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=(\theta, \varphi)} \int_{\Omega} K_{ml}(\bar{\vartheta}_i, \bar{\vartheta}_s, \bar{\lambda}) d\Omega. \quad (13)$$

Интегрирование должно выполняться по всему телесному объему верхней полусферы Ω_s . Подставив (9) в (13) с учетом (11), находим, что

$$\begin{aligned} K_{\Gamma} &= \pi \xi |\dot{\beta}_{\Gamma\Gamma}(\theta_i)|^2 \cos \theta_i \exp\left\{-\mu^2 \sin^2 \theta_i\right\} \times \\ &\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ I_0(-\gamma) \left[|\dot{\beta}_{\Gamma\Gamma}(\theta_s)|^2 + |\dot{\beta}_{B\Gamma}(\theta_s)|^2 \right] + \right. \\ &+ I_2(-\gamma) \left[|\dot{\beta}_{\Gamma\Gamma}(\theta_s)|^2 - |\dot{\beta}_{B\Gamma}(\theta_s)|^2 \right] \left. \right\} \times \\ &\times \exp\left\{-\mu^2 \sin^2 \theta_s\right\} \cos^2 \theta_s \sin \theta_s d\theta_s; \\ K_B &= \pi \xi \cos \theta_i \exp\left\{-\mu^2 \sin^2 \theta_i\right\} \times \\ &\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ I_0(-\gamma) \left[|\dot{\beta}_{BB1}(\theta_s)|^2 + 2|\dot{\beta}_{BB2}(\theta_s)|^2 + |\dot{\beta}_{\Gamma B}(\theta_s)|^2 \right] - \right. \\ &- 4I_1(-\gamma) \operatorname{Re}(\dot{\beta}_{BB1}^*(\theta_s) \dot{\beta}_{BB2}(\theta_s)) + \\ &+ I_2(-\gamma) \left[|\dot{\beta}_{BB1}(\theta_s)|^2 - |\dot{\beta}_{\Gamma B}(\theta_s)|^2 \right] \left. \right\} \times \\ &\times \exp\left\{-\mu^2 \sin^2 \theta_s\right\} \cos^2 \theta_s \sin \theta_s d\theta_s, \end{aligned}$$

где $\gamma = \frac{1}{2} k^2 l_h^2 \sin \theta_i \sin \theta_s$; $\xi = 4k^4 \sigma_h^2 l_h^2$;

I_0, I_1, I_2 – модифицированные функции Бесселя, а функции $\dot{\beta}(\cdot)$ входят в выражения (3) следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{M}_{BB} &= \dot{\beta}_{BB1} \cos \varphi_s + \dot{\beta}_{BB2} = \\ &= \dot{\beta}_{BB1}(\theta_i) \dot{\beta}_{BB1}(\theta_s) \cos \varphi_s + \dot{\beta}_{BB2}(\theta_i) \dot{\beta}_{BB2}(\theta_s); \\ \dot{M}_{\Gamma\Gamma} &= \dot{\beta}_{\Gamma\Gamma} \cos \varphi_s = \dot{\beta}_{\Gamma\Gamma}(\theta_i) \dot{\beta}_{\Gamma\Gamma}(\theta_s) \cos \varphi_s; \quad (14) \\ \dot{M}_{B\Gamma} &= \dot{\beta}_{B\Gamma} \sin \varphi_s = \dot{\beta}_{B\Gamma}(\theta_i) \dot{\beta}_{B\Gamma}(\theta_s) \sin \varphi_s; \\ \dot{M}_{\Gamma B} &= \dot{\beta}_{\Gamma B} \sin \varphi_s = \dot{\beta}_{\Gamma B}(\theta_i) \dot{\beta}_{\Gamma B}(\theta_s) \sin \varphi_s. \quad (14) \end{aligned}$$

В частном случае при $\frac{l_h(\vec{r})}{\lambda} \gg 1$ (индикатриса рассеянного поля узкая):

$$K_m = 16\pi k^2 \sigma_h^2 |\dot{M}_{mm}|^2 \cos^2 \theta_i, \quad (15)$$

где

$$\dot{M}_{BB} = \frac{(\dot{\varepsilon} - 1) \left[(\dot{\varepsilon} + 1) \sin^2 \theta_i - \dot{\varepsilon} \right]}{\left[\dot{\varepsilon} \cos^2 \theta_i + (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}} \right]^2}; \quad (16)$$

$$\dot{M}_{\Gamma\Gamma} = -\frac{(\dot{\varepsilon} - 1)}{\left[\cos^2 \theta_i + (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}} \right]^2}; \quad (17)$$

$$\dot{M}_{B\Gamma} = \dot{M}_{\Gamma B} = 0.$$

На рис. 2 представлена зависимость яркостной температуры мелкошероховатой поверхности от угла визирования при различной диэлектрической проницаемости для горизонтальной поляризации (формулы 12, 15 – 17).

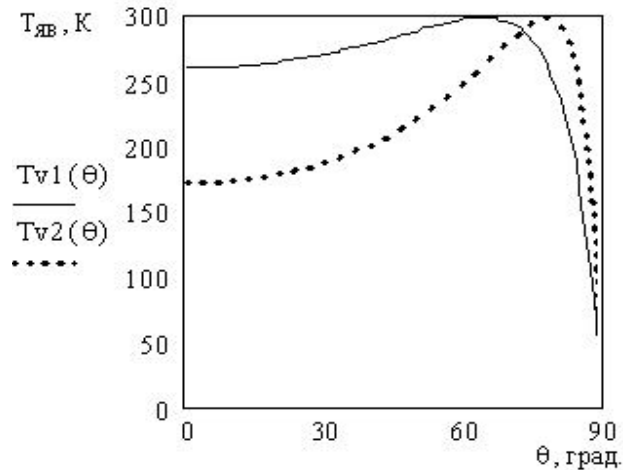


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры от угла визирования для горизонтальной поляризации

На графиках приведено семейство кривых для трех типов поверхностей со средней действительной ε_r и мнимой ε_i частью диэлектрической проницаемости, равной: сухая почва $\varepsilon_r = 4, \varepsilon_i = 1,8$ (кривая $Th1(\theta)$) и влажная почва $\varepsilon_r = 20, \varepsilon_i = 98$ (кривая $Th2(\theta)$) [1]. На рис. 3 представлена аналогичная зависимость для вертикальной поляризации $Tv1(\theta)$, $Tv2(\theta)$. Параметры поверхности: среднеквадратическая высота неровностей $\sigma = 0,01$ м, угол визирования $\theta \in (0^\circ - 90^\circ)$, длина волны $\lambda = 3$ м, температу-

ра среды $T_0 = 300 \text{ K}$, влияние атмосферы не учитывалось.

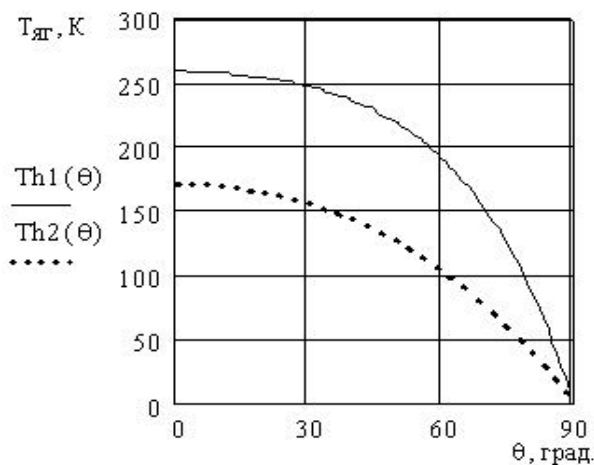


Рис. 3. Зависимость яркостной температуры от угла визирования для вертикальной поляризации

Оптимальный алгоритм оценивания

Рассмотрим модель радиотеплового поля. Сумма полей собственного излучения поверхностей $\bar{s}(t, \bar{\alpha})$ и помех $\bar{n}(t)$ принимается антенной радиометра. Уравнение наблюдения имеет вид

$$u_k(t, \bar{\alpha}) = s_k(t, \bar{\alpha}) + n_k(t), \quad (18)$$

где $u_k(t, \bar{\alpha})$ – колебания на выходе линейного тракта k -го канала радиометра, обусловленные собственным излучением поверхности, внутренним шумом входных устройств и внешним фоном (подсветкой); $n_k(t)$ – внутренний белый шум на выходе линейного тракта, имеющий малую мощность $N_{0k}/2$ и выполняющий в основном роль регуляризирующей добавки при решении обратной задачи восстановления спектральной яркости излучения; $t \in [0, T_k]$, T – время накопления (интегрирования) принимаемого колебания в канале, $\bar{\alpha}$ – вектор оцениваемых параметров (диэлектрическая проницаемость, статистические характеристики неровностей). Индекс k может соответствовать различным поляризациям или различным положениям антенны относительно исследуемой поверхности.

Будем полагать, что все процессы гауссовские, так как тепловое излучение в области приема является суммой хаотических излучений очень большого числа элементарных осцилляторов исследуемой среды. Поэтому, искомые параметры $\bar{\alpha}$ будут не только аргументами зависимостей $\bar{u}(t, \bar{\alpha})$, но и аргументами корреляционных функций и соответствующих энергетических спектральных характеристик. Корреляционная функция процесса (18) равна

$$R_k(t_1, t_2, \bar{\alpha}) = R_{k_S}(t_1, t_2, \bar{\alpha}) + R_{k_n}(t_1, t_2),$$

где

$$R_{k_S}(t_1, t_2, \bar{\alpha}) = \frac{\text{Re}}{2} \int \int_{\Theta} |\dot{K}_k(j2\pi f)|^2 F_k(\bar{\theta} - \bar{\theta}_0) \times$$

$$\times B_k(\bar{\theta}, f, \bar{\alpha}) \exp\{j2\pi f(t_1 - t_2)\} df d\bar{\theta};$$

$$F_k(\bar{\theta} - \bar{\theta}_0) = \left| \int_{D_k} \dot{I}_k(\vec{r}'_k, f) \exp\left\{-\frac{j2\pi\bar{\theta} \cdot \vec{r}'_k}{c}\right\} d\vec{r}'_k \right|^2;$$

$$R_{k_n}(t_1, t_2) = N_{0k}/2 \cdot \delta(t_1 - t_2),$$

где $K_k(j2\pi f)$ – коэффициент передачи k -го линейного тракта приемника с центральной частотой f_0 ; $B_A(f, \bar{\alpha}, \theta)$ – спектральная яркость исследуемой поверхности; $F(\theta - \theta_0)$ – диаграмма направленности приемной антенны радиометра по мощности; θ_0 – угол между нормалью к поверхности и линией, соединяющей центр исследуемого участка с фазовым центром приемной антенны радиометра; $\dot{I}_k(\vec{r}'_k, f)$ – амплитудно-фазовое распределение (АФР) поля в раскрыве антенны с координатами точек раскрыва $\vec{r}' = (x', y')$.

В соответствии с теоремой Хинчина - Винера, найдем энергетический спектр процесса (18):

$$R_k(t_1, t_2, \bar{\alpha}) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{R_k}(f, \bar{\alpha}) \exp\{j2\pi f(t_1 - t_2)\} df;$$

$$G_{R_k}(f, \bar{\alpha}) =$$

$$= \int_{\Theta} |\dot{K}_k(j2\pi f)|^2 F_k(\bar{\theta} - \bar{\theta}_0) B_k(\bar{\theta}, f, \bar{\alpha}) d\bar{\theta}.$$

Оптимальный алгоритм получим в результате решения уравнения максимального правдоподобия. Считаем, что время наблюдения велико по сравнению с характерным интервалом корреляции $u_k(t, \bar{\alpha})$. В результате находим, что

$$\sum_{k=0}^K \left\{ T_k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \alpha_k} \left[\ln G_{Rk}(f, \bar{\alpha}) \left(1 - \frac{|\dot{S}_{T_k}(i2\pi f)|}{G_{Rk}(f, \bar{\alpha})} \right) \right] df \right\} = 0,$$

где $|\dot{S}_{T_k}(j2\pi f)|^2 = \left| \int_0^{T_0} u_k(t, \bar{\alpha}) e^{-j2\pi f t} dt \right|^2$ – периодограмма Фурье. Полученная система уравнений с формированием периодограмм Фурье может рассматриваться как основа алгоритма оптимальной обработки процессов $u_k(t, \bar{\alpha})$ при оценивании параметров $\bar{\alpha}$ [4].

Расчет предельных погрешностей измерений

Предельные погрешности измерений (дисперсии) определяются диагональными элементами ковариационной матрицы ошибок Φ^{-1} , обратной к информационной матрице Фишера Φ , элементы которой рассчитываются по формуле [4 – 6]:

$$\Phi_{nl} = \sum_{k=1}^K \frac{T_k \Delta F_k}{2} \frac{\partial \ln T_{ak}(\alpha)}{\partial \alpha_n} \frac{\partial \ln T_{ak}(\alpha)}{\partial \alpha_l}, \quad (19)$$

где $\Delta F_k = \int_{-\infty}^{\infty} |K_k(j2\pi f)|^2 df$ – эквивалентная полоса пропускания приемника; α_k – k -я компонента вектора α оцениваемых параметров.

Яркость температура мелкомасштабной поверхности является функцией нескольких параметров: угла зондирования θ , комплексной диэлектрической проницаемости поверхности $\dot{\epsilon}$, среднеквадратической высоты неровностей σ и термодинамической температуры T_0 . Известными можно принять угол визирования и длину волны, а остальные четыре параметра должны быть оценены. Для решения такой многопараметрической задачи необходи-

мо, чтобы количество уравнений в системе было не менее числа оцениваемых параметров, в данном случае – четырех. Для решения такой задачи составим систему из четырех уравнений вида (13). Считаем, что измерения осуществляются идентичными каналами радиометра на двух поляризациях с двух углов визирования θ_1, θ_2 :

$$\begin{cases} T_{ЯГ}(\theta_1) = (1 - K_{uГ}(\theta_1, \lambda, \dot{\epsilon}, \sigma)) \cdot T_0; \\ T_{ЯГ}(\theta_2) = (1 - K_{uГ}(\theta_2, \lambda, \dot{\epsilon}, \sigma)) \cdot T_0; \\ T_{ЯВ}(\theta_1) = (1 - K_{uВ}(\theta_1, \lambda, \dot{\epsilon}, \sigma)) \cdot T_0; \\ T_{ЯВ}(\theta_2) = (1 - K_{uВ}(\theta_2, \lambda, \dot{\epsilon}, \sigma)) \cdot T_0. \end{cases} \quad (20)$$

При расчете погрешностей, обусловленных только свойствами модели, целесообразно пренебречь сглаживающим действием ДН, фоном и внутренними шумами входных устройств. В этом случае в формуле (19) можно использовать вместо антенной температуры яркостную $T_я$, рассчитываемую по формулам, описывающим модель поверхности. В приведенных ниже расчетах полагалось, что время интегрирования и полоса пропускания линейного тракта радиометра связаны соотношением $\frac{2}{T\Delta F} = 10^{-6}$.

Далее в соответствии с (19) строим матрицу Φ^{-1} размерностью четыре на четыре (число измерений $I = 4$, вектор оцениваемых параметров $\bar{\alpha} = (\epsilon_r, \epsilon_i, \sigma, T_0)$).

В соответствии с (19, 20) на рис. 4 построена зависимость погрешности оценки действительной части диэлектрической проницаемости от угла визирования $\theta_1 \in 0^\circ \dots 90^\circ$ при измерениях идентичными каналами радиометра на двух поляризациях, кривая $\Sigma\epsilon r1(\theta_1)$ для сухой почвы, $\Sigma\epsilon r2(\theta_1)$ – для влажной. Параметры поверхности T_0, λ, σ соответствуют приведенным выше, $\theta_2 = 80^\circ$.

На рис. 5 представлена зависимость погрешности оценки мнимой части диэлектрической проницаемости от θ_1 для тех же двух поверхностей $\Sigma\epsilon i1(\theta_1)$ и $\Sigma\epsilon i2(\theta_1)$.

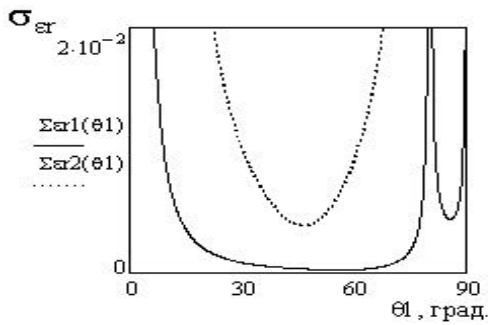


Рис. 4. Зависимость погрешности оценки действительной части диэлектрической проницаемости

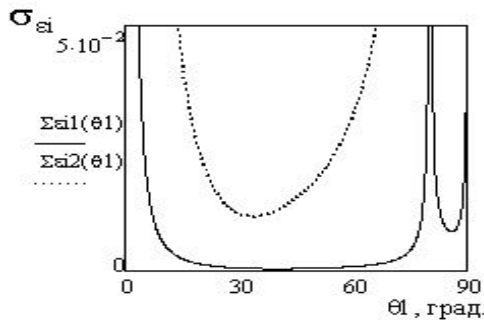


Рис. 5. Зависимость погрешности оценки мнимой части диэлектрической проницаемости

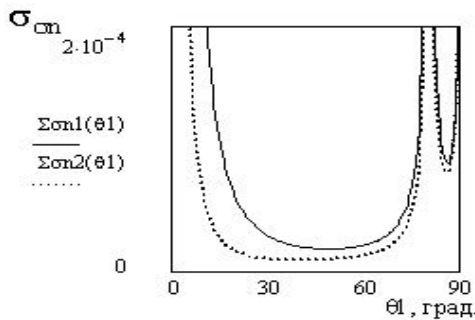


Рис. 6. Зависимость погрешности оценки σ_n

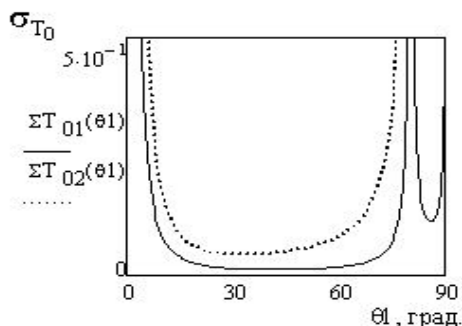


Рис. 7. Зависимость погрешности оценки термодинамической температуры

На рис. 6 представлена зависимость погрешности оценки σ_n – $\Sigma\sigma n1(\theta_1)$ и $\Sigma\sigma n2(\theta_1)$ от θ_1 .

На рис. 7 представлена зависимость погрешности оценки термодинамической температуры от θ_1 – $\Sigma T_{01}(\theta_1)$ и $\Sigma T_{02}(\theta_1)$. Из рис. 4 – 7 видно, что предельные погрешности оценивания электрофизических параметров мелкошероховатой поверхности резко возрастают при углах визирования $\theta_1 \approx 0^\circ$ и $\theta_1 \approx 90^\circ$. Погрешности минимальны в пределах $\theta_1 \in 20^\circ - 70^\circ$, эти углы визирования можно рекомендовать для проведения экспериментов.

На рис. 8 представлена зависимость погрешности оценки действительной части диэлектрической проницаемости от угла визирования θ_2 при одновременном приеме сигналов горизонтальной и вертикальной поляризации $\Sigma\epsilon r1(\theta_2)$ и $\Sigma\epsilon r2(\theta_2)$, при этом $\theta_1 = 20^\circ, \theta_2 \in 0^\circ \dots 90^\circ$.

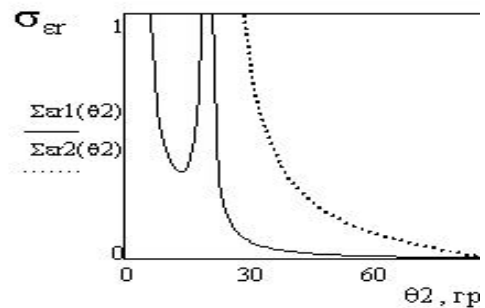


Рис. 8. Зависимость погрешности оценки действительной части диэлектрической проницаемости

На рис. 9 представлена аналогичная зависимость для оценки мнимой части диэлектрической проницаемости – $\Sigma\epsilon i1(\theta_2)$ и $\Sigma\epsilon i2(\theta_2)$.

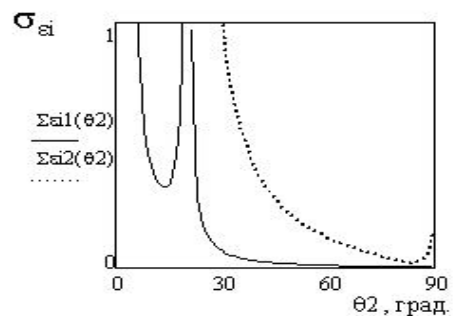


Рис. 9. Зависимость погрешности оценки мнимой части диэлектрической проницаемости

Анализируя рис. 8, 9, можно сказать, что минимальные предельные погрешности лежат в области $\theta_2 \in 30^\circ - 80^\circ$, а резкое их увеличение наблюдается при малых углах θ_2 .

Моделирование алгоритмов оценок электрофизических параметров земных покров

Моделирование выполнено с целью подтверждения характера поведения предельных погрешностей оценок, полученных на основе обращения матриц Фишера.

Особенности моделирования процедуры оценивания параметров рассмотрим на примере использования квазиоптимального алгоритма

$$\hat{B}_Y(\bar{\alpha}) = \frac{1}{T\Delta F} \int_0^T u^2(t) dt, \quad (21)$$

где $\hat{B}_Y(\bar{\alpha})$ – оценка истинного значения яркости $B_Y(\bar{\alpha})$.

Оценку яркости находим из уравнения

$$\hat{B}_Y(\bar{\alpha}) = B_Y(\bar{\alpha}) + \Delta B_Y, \quad (22)$$

где ΔB_Y – ошибка, обратно пропорциональная числу некоррелированных отсчетов $N = T\Delta F$, участвующих при интегрировании на интервале $(0, T)$; B_Y – случайное число, обусловленное конечностью времени интегрирования $[0, T]$, для формирования этого числа необходимо оценить его статистические характеристики.

В связи с тем, что случайный процесс $u(t, \bar{\alpha})$, распределенный в каждом сечении t по закону χ^2 , эффективно нормализуется при интегрировании на интервале $[0, T]$, то можно считать, что \hat{B}_Y распределено по нормальному закону со следующими значениями среднего и дисперсии:

$$\langle \hat{B}_Y \rangle = \frac{1}{T\Delta F} \int_0^T \langle u^2(t) \rangle dt = B_Y(\bar{\alpha}); \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\hat{B}_Y}^2 &= \langle \hat{B}_Y^2 \rangle - \langle \hat{B}_Y \rangle^2 = \langle \Delta \hat{B}_Y^2 \rangle = \int_0^T R^2(\tau) d\tau \approx \\ &= \frac{1}{T\Delta F} \int_0^T \int_0^T \langle u^2(t_1) u^2(t_2) \rangle dt_1 dt_2 - B_Y^2(\bar{\alpha}) \approx \\ &\approx 2 \frac{2}{T\Delta F} B_Y^2(\bar{\alpha}), \end{aligned} \quad (24)$$

где $R(\tau)$ – автокорреляционная функция $u(t, \bar{\alpha})$.

Поскольку спектральная яркость пропорциональна яркостной температуре, в рамках задачи моделирования можно оперировать яркостной температурой. Тогда необходимо ввести величину \hat{T}_Y – измеренное (оцененное) значение яркостной температуры. В этом случае формулы (22 – 24) примут вид:

$$\hat{T}_Y(\bar{\alpha}) = T_Y + \Delta T_Y; \quad (25)$$

$$\langle \hat{T}_Y \rangle = T_Y; \quad (26)$$

$$\sigma_{\hat{T}_Y}^2 = \frac{2}{T\Delta F} T_Y^2(\bar{\alpha}). \quad (27)$$

Для экспериментального подтверждения поведения предельных погрешностей оценок параметров, полученных в результате обращения информационной матрицы Фишера, было выполнено статистическое моделирование, заключающееся в формировании случайных чисел (21), решений соответствующих нелинейных уравнений и вычислении дисперсий ошибок. При этом левая часть уравнения (21) задавалась как истинное значение $B_Y(\bar{\alpha})$ с заранее заданными значениями параметров $\bar{\alpha}$.

Ниже представлен результат моделирования для оценки действительной части диэлектрической проницаемости. На рис. 10 приведен сравнительный анализ предельной погрешности оценивания $\varepsilon_r - \Sigma \varepsilon_r(\theta)$ и результата моделирования $M\Sigma \varepsilon_r(\theta)$ (предполагаемая анализируемая поверхность – сухая почва). Параметры поверхности: среднеквадратическая высота неровностей $\sigma = 0,01$ м; углы визирования $\theta_1 = 20^\circ$, $\theta_2 = 60^\circ$; длина волны $\lambda = 3$ м; темпера-

тура среды $T_0 = 300$ К; влияние атмосферы не учитывалось.

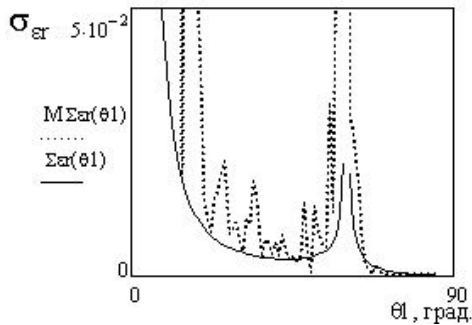


Рис. 10. Сравнительный анализ предельной погрешности оценивания ϵ_r и результата моделирования

Из рис. 10 видно, что результаты моделирования подтверждают характер поведения предельных погрешностей, полученных при анализе матрицы, обратной к информационной матрице Фишера.

Заключение

Таким образом, в данной работе представлены результаты исследования возможности измерения электрофизических параметров и статистических характеристик мелкошероховатой поверхности по данным регистрации их собственного излучения. Приведен оптимальный алгоритм обработки собственного радиотеплового излучения поверхности и исследованы предельные погрешности измерений электрофизических параметров, определяемые диагональными элементами матрицы, обратной к информационной матрице Фишера.

Указаны характерные области углов визирования для зондирования, при которых ошибки измерений принимают наименьшие или приемлемые значения. Эти данные имеют практическую ценность и могут быть рекомендованы при выполнении экспериментов и выборе условий их проведения.

Приведенные результаты в большей степени имеют теоретико-методологический характер, так

как существенно зависят от степени адекватности заданной модели радиотеплового излучения мелкошероховатой поверхности. Более адекватная модель должна учитывать второе приближение метода малых возмущений. Кроме того, достоверные расчеты радиоярких температур в приближении малых возмущений требуют более жесткого выполнения условия (1).

Литература

1. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1981. – 200 с.
2. Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т. Радиоионизация Земли как планет. – М.: Наука, 1974. – 232 с.
3. Мельник А.Ю., Зубкович С.Г., Степаненко В.Д. и др. Радиолокационные методы исследования Земли. – М.: Сов. радио, 1980. – 264 с.
4. Веласко Эррера В.М. Оптимальные оценки параметров температурных волн в подповерхностных средах при пассивном радиолокационном зондировании // Радиотехнические системы. – Х.: Гос. аэрокосм. ун-т «ХАИ». – 1999. – № 14. – С. 77 – 82.
5. Волосюк В.К., Кравченко В.Ф. Математические методы моделирования физических процессов в задачах дистанционного зондирования Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2000. – № 8. – С. 20 – 28.
6. Волосюк В.К., Кравченко В.Ф., Пономарев В.И. Математические методы моделирования физических процессов в задачах дистанционного зондирования Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2000. – № 12. – С. 14 – 22.

Поступила в редакцию 10.08.2005

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Э.Н. Хомяков, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.