

УДК 621.371.22

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА РАДИОТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С КРУПНОСТРУКТУРНЫМИ КРУТЫМИ НЕРОВНОСТЯМИ.

### II. СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

*В. М. Симонова, Ю. К. Шестопалов*

В работе предлагается методика учета затенений статистически неровной поверхности при изучении поляризационных свойств ее радиотеплового излучения. Поверхность задается распределением наклонов по высоте и условной плотностью вероятности, характеризующей взаимное положение двух точек поверхности. С помощью предложенной методики исследовано влияние крупноструктурных неровностей на деполяризацию радиотеплового излучения поверхности.

Решение обратных задач СВЧ радиометрии предполагает решение прямой задачи — исследование свойств радиотеплового излучения моделей реальных природных объектов [1]. При этом во многих случаях (по геоморфологической классификации 80% суши) необходимо учитывать наличие крупноструктурных неровностей, что приводит к необходимости учета затенений поверхности при углах наблюдения 40—60°, используемых при поляризационных радиометрических измерениях.

Ниже предлагается методика учета затенений статистически неровной поверхности. Приводятся результаты численных расчетов по предлагаемой методике, рассматривается соответствие полученных результатов аналогичным расчетам с применением других методов учета затенений. Выяснено, что среднее значение крутизны поверхности, при котором происходит полная деполяризация радиотеплового излучения, слабо зависит от диэлектрической проницаемости. Дано объяснение этому эффекту.

Общепринятой характеристикой статистически неровной поверхности является совместная плотность распределения наклонов поверхности. Пусть поверхность в среднем плоская, направление нормали к этой средней плоскости  $P$  известно. Наклон элементарной площадки задается углом  $\varphi$  между нормалью к средней плоскости и внешней локальной нормалью и азимутальным углом  $\beta$  между фиксированным направлением и проекцией локальной нормали на среднюю плоскость (рис. 1). Для участков поверхности, параллельных средней плоскости,  $\varphi=0$  и значение  $\beta$  не определено. Углы  $\varphi$  и  $\beta$  используются для нахождения угла визирования  $\alpha$  (угол между локальной нормалью и направлением наблюдения). При  $\varphi=0$  значение  $\beta$  не влияет на величину  $\alpha$ , поэтому для определенности его можно положить равным нулю.

В принятых обозначениях плотность вероятности  $\omega(\varphi, \beta)$  задает распределение наклонов и эквивалентна плотности вероятности обычно используемых первых производных по взаимно перпендикулярным направлениям.

Основное отличие в предлагаемом описании поверхности состоит в том, что дополнительно учитывается зависимость статистики наклонов от расстояния  $h$  от средней плоскости, и, таким образом, поверхность характе-

ризуется плотностью вероятности  $\omega(\varphi, \beta, h)$ . Необходимость учета этого параметра вытекает из простого соображения, что для одних и тех же значений  $\varphi$  и  $\beta$  вероятность затенения может быть различной в зависимости от высоты элемента поверхности над плоскостью  $P$ . Интегрируя  $\omega(\varphi, \beta, h)$  по  $h$ , приходим к прежнему описанию поверхности.

Угол визирования  $\alpha$  находится из геометрических соображений:

$$\cos \alpha = \sin \theta \sin \varphi \cos (\beta - B) + \cos \theta \cos \varphi, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол наблюдения (угол между направлением наблюдения и нормалью к средней плоскости),  $B$  — угол, задающий азимутальное направление наблюдения.

Статистически неровная поверхность, определенная выше плотностью вероятности  $\omega(\varphi, \beta, h)$ , для отдельного луча представляет среду с рассеивателями в виде элементарных площадок. Применяя к плоскости  $P$  термины «вертикальный» и «горизонтальный», можно сказать, что эта среда неоднородна вертикально и однородна в горизонтальной плоскости. Очевидно, что в этом случае не учитывается относительное расположение неровностей, которое обуславливает неоднородность среды в горизонтальной плоскости.

В теории рассеяния относительное расположение неровностей учитывается с помощью корреляционной функции [2], связывающей положение двух точек поверхности на одной высоте. Для учета затенений необходима информация о взаимном «горизонтальном» положении двух точек поверхности, расположенных на разных высотах. Корреляционная функция такой информации не содержит [3], поэтому ниже используется условная плотность вероятности  $\omega_s(h'|h, \rho, B)$ , где  $h$  соответствует элементу  $A$ , для которого находится функция затенения,  $h'$  относится к затеняющему элементу  $A'$ , который пересекает луч,  $\rho$  — длина проекции отрезка луча между этими элементами на горизонтальную плоскость. Введение условной плотности вероятности  $\omega_s$  является естественным шагом при известном распределении  $\omega(\varphi, \beta, h)$ , так как по формуле полной вероятности Байеса в этом случае можно найти двумерную плотность вероятности для высот двух точек, а значит, определить и корреляционную функцию. Таким образом, предлагаемое описание статистически неровной поверхности включает в себя ранее используемый подход, являясь его обобщением.

При  $0 \leq \theta < \pi/2$   $\rho = (h' - h) \operatorname{tg} \theta$ ,  $h' > h$ . Если поверхность статистически изотропна, то зависимость  $\omega_s$  от  $B$  отсутствует.

Обозначим через  $D(\varphi, \beta, h)$  вероятность затенения элемента с параметрами  $(\varphi, \beta, h)$  при прохождении луча от  $A'$  до  $A$ . При изменении  $h'$  на  $dh'$  вероятность  $D(\varphi, \beta, h)$  получает приращение:

$$dD(\varphi, \beta, h) = (1 - D(\varphi, \beta, h)) dD'(h'), \quad (2)$$

где  $dD'(h')$  — вероятность затенения элемента  $A$  элементами поверхности, находящимися в слое  $dh'$ . Определим ее как отношение площади

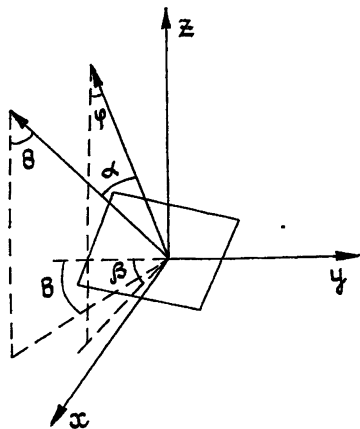


Рис. 3.

$d\Pi_0$  проекций элементов слоя на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения, к величине  $S_0 \cos \theta$ . Здесь

$$S_0 = \int_0^\infty \int_{\beta'} \int_{\varphi'} \omega(\varphi, \beta, h) \cos \varphi d\varphi d\beta' dh, \quad (3)$$

и, таким образом, величина  $S_0$  есть площадь проекций всех элементов на плоскость  $P$ , а  $S_0 \cos \theta$  — проекция этой площади на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения.

Величина  $d\Pi_0$  определяется соотношением

$$d\Pi_0 = \left( \iint_{\beta' \varphi'} \omega(\varphi', \beta', h') \cos \alpha'(\varphi', \beta', \theta) \omega_s(h' | h, \rho, B) T(-\cos \alpha') d\varphi' d\beta' \right) dh'. \quad (4)$$

Здесь  $T(-\cos \alpha')$  — функция Хевисайда, с помощью которой учитывается, что затенение происходит только в том случае, если луч дважды пересекает какую-то соседнюю неровность; при этом один элемент освещен, а второй самозатеняется. Учет затенений будем проводить по второму элементу, поэтому перед  $\cos \alpha'$  стоит знак минус. Величина  $\alpha'$  определяется из (1).

Полагаем, что исключена ситуация, когда одна неровность нависает над другой или, что то же самое, отсутствуют элементы поверхности с отрицательной крутизной ( $\varphi > \pi/2$ ).

Подставляя (3), (4) в уравнение (2) и решая его, получим

$$D(\varphi, \beta, h) = \quad (5)$$

$$= 1 - \exp \left( - \frac{\int_0^\infty \int_{\beta' \varphi'} \omega(\varphi', \beta', h') \cos \alpha' \omega_s(h' | h, \rho, B) T(-\cos \alpha') d\varphi' d\beta' dh'}{\cos \theta \int_0^\infty \int_{\beta' \varphi'} \omega(\varphi', \beta', h') \cos \varphi' d\varphi' d\beta' dh'} \right).$$

Соотношение (5) несправедливо при  $\theta = \pi/2$ . Чтобы расширить область применимости (5), при  $\theta = \pi/2$  следует перейти к интегрированию по  $\rho$  с соответствующей заменой переменных. Величина  $d\rho = dh' \operatorname{tg} \theta$ , и, таким образом, особенность в точке  $\theta = \pi/2$  исчезает.

Выражение (5) относится к освещенным участкам поверхности, т. е. таким, для которых  $\cos \alpha(\varphi, \beta) > 0$ . В случае самозатенений, т. е. при  $\cos \alpha(\varphi, \beta) \leq 0$ ,  $D(\varphi, \beta, h) \equiv 1$ .

Анализ проводился в предположении отсутствия участков с отрицательной крутизной. Нетрудно заметить, что соотношение (5) справедливо и для этого более общего случая, так как участкам с отрицательной крутизной соответствует отрицательное значение  $\cos \varphi'$ , а «прикрывающим» их сверху (поверхность односвязная) — положительное, в результате чего происходит компенсация суммы проекций этих элементов, и соотношение (3) дает истинное значение  $S_0$ .

При известной функции затенения излучательная способность  $\kappa_0$  неровной поверхности на какой-либо поляризации по аналогии с [4] находится по формуле

$$\kappa_0 = \frac{\int \int \int \kappa(\varphi, \beta, h) \omega(\varphi, \beta, h) (1 - D(\varphi, \beta, h)) \cos \alpha(\varphi, \beta) d\varphi d\beta dh}{\int \int \int \omega(\varphi, \beta, h) (1 - D(\varphi, \beta, h)) \cos \alpha(\varphi, \beta) d\varphi d\beta dh}, \quad (6)$$

где  $\kappa(\varphi, \beta, h)$  — излучательная способность локального участка поверхности на соответствующей поляризации.

На основе (5), (6) рассчитывались излучательные способности на вертикальной и горизонтальной поляризациях неровной поверхности, представляющей собой совокупность поверхностей вращения на плоскости. Такая модель была выбрана для того, чтобы сопоставить результаты расчетов по предлагаемой методике и предложенной в части I. Основания неровностей располагаются по типу рис. 1, 3 (часть I). Рассматривались совокупности неровностей, образованные поверхностями вращения: сферической, гауссовой, экспоненциальной, конической, полиномиальной. В качестве основной характеристики совокупности неровностей использовалась средняя крутизна  $\bar{\varphi}$  по площади неровностей.

Результаты, полученные при использовании обеих методик для одинаковых поверхностей, оказались идентичными. На рис. 2 приведены зависимости изменений излучательных способностей неровных поверхностей по сравнению с плоскими при одинаковой диэлектрической проницаемости. Угол наблюдения  $\theta = 60^\circ$ , кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям диэлектрической проницаемости 2, 11, 30. Вертикальные черточки соответствуют изменениям излучательных способностей, обусловленным формой неровностей.

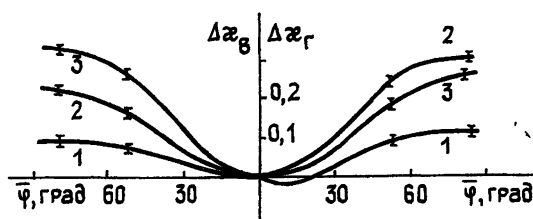


Рис. 2.

Как видно из рисунка, основной характеристикой, определяющей изменение излучательных способностей, является средний угол наклона  $\bar{\varphi}$ . На порядок меньшее влияние оказывает значение третьего центрального момента. При одинаковых значениях средней крутизны для поверхностей с разными типами неровностей разность величин  $\Delta x_v$ ,  $\Delta x_r$  в первом приближении оказывается пропорциональной разности третьих центральных моментов  $M_3$  распределений наклонов при вариации  $M_3$  от  $-0,4\bar{\varphi}$  до  $0,4\bar{\varphi}$ . В первом приближении можно считать, что  $\Delta x_{v,r} \cong K(\epsilon) (M_3' - M_3'') \cdot 10^{-4}$ , если  $M_3$  выражен в градусах. Один и два штриха соответствуют разным поверхностям. Функция

$$K(\epsilon) = \begin{cases} 3 & \text{при } 2 \leq \epsilon \leq 4 \\ 5 & \text{при } 4 < \epsilon \leq 7, \quad \epsilon > 15. \\ 6 & \text{при } 7 < \epsilon \leq 15 \end{cases}$$

Величина среднеквадратичного отклонения  $\sigma_\varphi$  при  $0 \leq \sigma_\varphi < 0,7\bar{\varphi}$  практически не влияет на интенсивность радиотеплового излучения.

На рис. 3 приведено изменение степени поляризации радиотеплового излучения неровных поверхностей в зависимости от средней крутизны. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям диэлектрической проницаемости 2, 5, 30. Рис. 3а, б, в — углам наблюдения 40, 60, 80°.

Представляет интерес то, что независимо от диэлектрической проницаемости степень поляризации обращается в нуль примерно при одной и той же крутизне поверхности (в пределах точности расчетов).

Рассмотрим подробнее этот эффект. Используя [4], запишем разность  $\kappa_{\text{в}0} - \kappa_{\text{г}0}$  для произвольной поверхности:

$$\kappa_{\text{в}0} - \kappa_{\text{г}0} = \int_S [\kappa_{\text{в}}(\varepsilon, \alpha) - \kappa_{\text{г}}(\varepsilon, \alpha)] \cos 2\gamma_0 \cos \alpha dS / \int \cos \alpha dS, \quad (7)$$

где  $\gamma_0$  — угол между плоскостями вертикальной поляризации и экстремальной для локального участка поверхности [5] (в данном случае той, на которой интенсивность радиотеплового излучения максимальна),  $S$  — площадь поверхности.

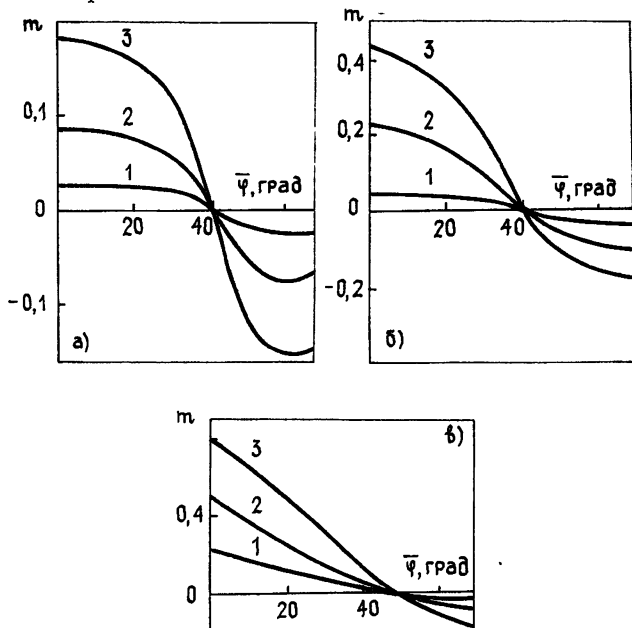


Рис 3

Если при каких-то значениях  $\varepsilon$ ,  $\gamma_i$ ,  $\alpha_i$  степень поляризации обращается в нуль, то  $\kappa_{\text{в}0} = \kappa_{\text{г}0}$ . Представим знаменатель (7) в виде суммы и запишем  $n$  уравнений для  $n$  значений  $\varepsilon_j$ :

$$\sum_{i=1}^n [\kappa_{\text{в}}(\varepsilon_j, \alpha_i) - \kappa_{\text{г}}(\varepsilon_j, \alpha_i)] \cos 2\gamma_i \cos \alpha_i S_i = 0, \quad j=1, 2, \dots, m, \quad m=n, \quad (8)$$

где  $S_i$  — площадь  $i$ -го элемента поверхности,

В системе (8)  $\gamma_i = \gamma_i(\varphi_i, \beta_i, \alpha_i)$ ,  $\alpha_i = \alpha_i(\varphi_i, \beta_i)$ , где  $\varphi_i$ ,  $\beta_i$  — крутизна и азимутальный угол, характеризующие положение  $i$ -го элемента поверхности. Тогда  $x_i = \cos 2\gamma_i \cos \alpha_i = x_i(\varphi_i, \beta_i)$ .

Результаты численных расчетов для значений  $2 \leq \varepsilon \leq 71$  показали, что отношение

$$[\kappa_{\text{в}}(\varepsilon_j, \alpha) - \kappa_{\text{г}}(\varepsilon_j, \alpha)] / [\kappa_{\text{в}}(\varepsilon_k, \alpha) - \kappa_{\text{г}}(\varepsilon_k, \alpha)] \simeq \text{const} \quad (9)$$

(где  $j \neq k$ ) независимо от угла визирования  $\alpha$ . Применительно к системе (8) это означает, что ее определитель почти вырожден, т. е. близок к нулю. Все строки такого определителя с высокой точностью пропорциональны, а это означает, что если для одного значения диэлектрической проницаемости (из области, где выполняется соотношение (9)) существуют значения  $x_i$ , удовлетворяющие уравнению, то они будут являться квази-решениями (почти решениями) и остальных уравнений, а значит, и квази-решениями системы. Последнее означает, что степень

поляризации обращается в нуль для разных значений  $\epsilon$  не при одном и том же значении  $\varphi$ , так как соотношение (9) выполняется приближенно, но при очень близких.

Вообще говоря, понятие квазирешения определено точно [6], однако в данном случае это обстоятельство не играет роли.

Рассмотрим случай, когда пропорциональность коэффициентов системы (8) не учитывается. Возьмем два значения диэлектрической проницаемости. Поскольку определитель системы при  $i=2$  считаем невырожденным, то система имеет только нулевое решение. Чтобы получить ненулевое решение, необходимо взять  $i \geq 3$ , т. е. рассматривать три или более площадок. Аналогичные рассуждения справедливы для  $j > 2$ .

Таким образом, если мы хотим построить поверхность, полностью деполаризующую радиотепловое излучение для произвольных значений диэлектрической проницаемости, необходимо, чтобы число элементов было, по крайней мере, на единицу больше числа значений диэлектрической проницаемости.

Заметим, что в соотношении (7)  $\kappa_v$  и  $\kappa_r$  — экстремальные значения излучательных способностей, и, таким образом, полученный результат справедлив не только для локально гладкой поверхности, но и при наличии мелкоструктурных неровностей, неоднородности параметров по глубине и т. д. — существенным является необходимость выполнения условий применимости метода Кирхгофа [2] по отношению к каждому элементу поверхности.

Таким образом, предлагаемый способ учета затенений позволяет исследовать влияние затенений на отражательные и излучательные свойства неровной поверхности как при модельном, так и статистическом описании поверхности. При этом в случае статистического описания поверхности требуется более подробная, чем обычно, информация, однако характер ее не противоречит традиционным описаниям статистически неровной поверхности, являясь их обобщением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богородский В. В., Козлов А. И., Тучков Л. Т. Радиотепловое излучение земных покровов. — Л.: Гидрометеонздат, 1977. — 224 с.
2. Шмелев А. Б. — УФН, 1972, 106, вып. 3, с. 459.
3. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. — М.: Сов. радио, 1968. — 223 с.
4. Власов А. А., Шестопалов Ю. К. — Исследование Земли из космоса, 1983, № 4, с. 83.
5. Богородский В. В., Канарейкин Д. Б., Козлов А. И. Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. — Л.: Гидрометсиздат, 1981. — 280 с.
6. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1974. — 274 с.

Омский институт инженеров  
железнодорожного транспорта

Поступила в редакцию  
13 июля 1984 г.

## THE POLARIZATION PROPERTIES OF RADIOTHERMAL EMISSION OF ROUGH SURFACES WITH STEEP HIGH-LARGE STRUCTURES.

### II. STATISTICALLY ROUGH SURFACE

*V. M. Simonova, Yu. K. Shestopalov*

The method of taking into account the shadows of statistically rough surfaces in the studying of the polarization properties of their radiothermal emission is suggested. The surface is described by the probability function of slopes in dependence of height and the joint probability function of two points of the surface. For example, the influence of high-large structures on the depolarization of the radiothermal emission of the surface by the suggested method is investigated.