

УДК 621.396.962.27

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРИБЛИЖЕНИИ КИРХГОФА

И. Т. Бубукин, В. П. Докучаев, В. Д. Кротиков

Для крупномасштабной неровной поверхности с гауссовой функцией распределения тангенсов углов наклонов получено аналитическое выражение для поправок к яркостной температуре. Обсуждается область применимости полученных результатов. Показано, что в случае двумерной анизотропной поверхности при наблюдении в надир вращение плоскости поляризации должно приводить к изменению яркостной температуры. Этот эффект может быть использован для определения направления и силы ветра над морем.

При наблюдении неровной поверхности с помощью пассивного локатора существенным является вопрос о влиянии неровностей на яркостную температуру принимаемого излучения T .

В случае крупномасштабных неровностей (радиус кривизны поверхности много больше длины волны излучения) необходимо статистическое усреднение яркостной температуры [1]. Получающиеся интегралы можно вычислить с помощью ЭВМ, но интереснее получить аналитические выражения, чтобы выяснить зависимость T от положения наблюдателя и параметров полупространства с неровной поверхностью.

Аналогичные вопросы рассматривались в [2] для взволнованной поверхности моря. В этой работе функция распределения наклонов усреднена по различным направлениям ветра, вследствие чего отсутствует зависимость T от азимута, коэффициент излучения поверхности в [2] не учитывает наклоны площадки перпендикулярно плоскости падения, что привело к различным яркостным температурам для разных поляризаций при наблюдении в надир.

Геометрия задачи изображена на рис. 1. Плоскость xy — невозмущенная поверхность. Положение элементарной площадки на поверхности задается вектором нормали n , направление на наблюдателя определяется вектором P , z — нормаль к ровной поверхности.

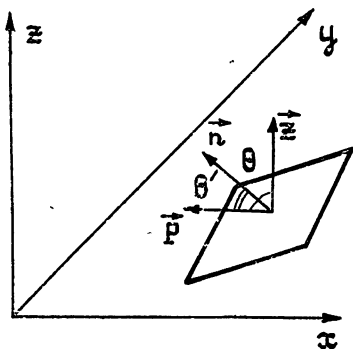


Рис. 1.

Статистическое усреднение яркостной температуры дает

$$\bar{T}_{v, r}(\alpha, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{v, r}(\xi, \eta, \alpha, \theta) P(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (1)$$

где $P(\xi, \eta)$ — функция распределения тангенсов углов наклонов поверхности в точке пересечения с ней луча зрения, индексы v, r означают поляризацию излучения: вертикальная для вектора E , лежащего в

плоскости падения, горизонтальная — перпендикулярно ей, ξ и η — тангенсы углов наклонов площадки по осям x и y соответственно, α — угол между y и проекцией вектора ρ на плоскость xy , θ — угол между z и ρ .

Обратим внимание на то, что $P(\xi, \eta)$ зависит от положения наблюдателя и не совпадает с функцией распределения наклонов $P_{\text{см}}(\xi, \eta)$, измеренной при $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$ [3]. Связь между этими величинами найдем для одномерных неровностей, воспользовавшись методикой, изложенной в [4]. Рассмотрим две функции: детерминированную $\varphi(y)$ и случайную $\Psi(y)$. Используя W_2 — совместную плотность вероятности Ψ и $d\Psi/dy$, можно записать

$$W_2(\Psi = \varphi, d\Psi/dy = \eta) \Delta\eta\Delta\Psi$$

— вероятность того, что Ψ пересекает φ на интервале от Ψ до $\Psi + \Delta\Psi$ и при этом $d\Psi/dy$ лежат в интервале от η до $\eta + \Delta\eta$. Легко видеть, что при достаточно малых $\Delta\Psi$ пересечение Ψ и φ произойдет в интервале $\Delta y = \Delta\Psi |d\Psi/dy - d\varphi/dy|^{-1}$. Тогда величина

$$\Delta P = W_2 \left(\Psi = \varphi, \frac{d\Psi}{dy} = \eta \right) \left| \frac{d\Psi}{dy} - \frac{d\varphi}{dy} \right| \Delta\eta\Delta y$$

есть вероятность того, что $\Psi(y)$ пересекает $\varphi(y)$ на интервале длиной Δy , причем производная $d\Psi/dy$ при этом лежит в интервале от η до $\eta + \Delta\eta$. В данном случае

$$\varphi(y) = -y \text{ctg } \theta, \quad d\varphi/dy = -\text{ctg } \theta$$

и в случае, если нет самозатенения,

$$\frac{d\Psi}{dy} > \frac{d\varphi}{dy} \text{ и } \Delta P = W_2 \left(\Psi = -y \text{ctg } \theta, \frac{d\Psi}{dy} = \eta \right) (\eta + \text{ctg } \theta) \Delta\eta\Delta y,$$

так как Ψ и $d\Psi/dy$ независимы [5], то W_2 распадается на произведение двух сомножителей, и, проинтегрировав ΔP по y , получим искомое распределение наклонов в точке пересечения реализаций случайной поверхности с прямой $\varphi = -y \text{ctg } \theta$:

$$P(\eta) = (1 + \eta \text{tg } \theta) P_{\text{см}}(\eta). \quad (2)$$

Для поверхности с двумерными неоднородностями вместо (2) имеем

$$P(\xi, \eta) = [1 - (\eta \cos \alpha + \xi \sin \alpha) \text{tg } \theta] P_{\text{см}}(\xi, \eta).$$

Таким образом, выражение для $\bar{T}_{\text{в,г}}$ в случае гауссова распределения наклонов имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\text{в,г}} = & \int_S \int_S d\xi d\eta T_0 I_{\text{в,г}}(\xi, \eta, \alpha, \theta, \epsilon) [1 - (\eta \cos \alpha + \xi \sin \alpha) \text{tg } \theta] (2\pi\sigma_c\sigma_n)^{-1} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi^2}{\sigma_c^2} + \frac{\eta^2}{\sigma_n^2} \right) \right] \left\{ \int_S \int_S d\xi d\eta [1 - (\eta \cos \alpha + \right. \\ & \left. + \xi \sin \alpha) \text{tg } \theta] (2\pi\sigma_c\sigma_n)^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi^2}{\sigma_c^2} + \frac{\eta^2}{\sigma_n^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь σ_c и σ_n — дисперсии тангенсов углов наклона поверхности по осям x и y . Коэффициент излучения поверхности определяется соотношением [1]

$$I_{в,г}(\xi, \eta, \alpha, \theta, \varepsilon) = 1 - R_{в,г}^2(\xi, \eta, \alpha, \theta, \varepsilon) \pm \sin^2 \kappa [R_{в}^2(\xi, \eta, \alpha, \theta, \varepsilon) - R_{г}^2(\xi, \eta, \alpha, \theta, \varepsilon)],$$

где κ — угол между плоскостями, проходящими через ρ, z и ρ, n , и равный

$$\sin^2 \kappa = \frac{(\eta \sin \alpha - \xi \cos \alpha)^2}{(1 + \xi^2 + \eta^2)} \left[1 - \left(\frac{\cos \theta - \sin \theta (\eta \cos \alpha + \xi \sin \alpha)}{\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}} \right)^2 \right]^{-1},$$

$R_{в,г}$ — коэффициент отражения поверхности и S — полуплоскость, включающая точку $\xi = 0, \eta = 0$ и ограниченная прямой $\eta = \cos \alpha^{-1} (\operatorname{tg} \theta^{-1} - \xi \sin \alpha)$. Двукратный интеграл (2) вычислим методом перевала [6]. При $\theta \neq \pi/2$ точка перевала лежит внутри области интегрирования.

Далее, используя соотношения, связывающие ξ и η с углом θ' :

$$\cos \theta' = \frac{[\cos \theta - \sin \theta (\eta \cos \alpha + \xi \sin \alpha)]}{\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}},$$

получим связь производных по ξ и η с производной по θ :

$$\left. \frac{\partial}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = \cos \alpha \left. \frac{\partial}{\partial \theta'} \right|_{\theta'=0}, \quad \left. \frac{\partial}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \sin \alpha \left. \frac{\partial}{\partial \theta'} \right|_{\theta'=0},$$

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right|_{\eta=0} = \cos^2 \alpha \left. \frac{\partial^2}{\partial \theta'^2} \right|_{\theta'=0} + \frac{\sin^2 \alpha}{\operatorname{tg} \theta} \left. \frac{\partial}{\partial \theta'} \right|_{\theta'=0},$$

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right|_{\xi=0} = \sin^2 \alpha \left. \frac{\partial^2}{\partial \theta'^2} \right|_{\theta'=0} + \frac{\cos^2 \alpha}{\operatorname{tg} \theta} \left. \frac{\partial}{\partial \theta'} \right|_{\theta'=0},$$

После замены переменных получим

$$\Delta \bar{T}_{в,г} = (\sigma_c^2 \sin^2 \alpha + \sigma_n^2 \cos^2 \alpha) \left[\frac{\partial^2 T_{в,г}}{\partial \theta^2} - 2 \operatorname{tg} \theta \frac{\partial T_{в,г}}{\partial \theta} \right] + \frac{1}{2} (\sigma_c^2 \cos^2 \alpha + \sigma_n^2 \sin^2 \alpha) \left[\frac{1}{\operatorname{tg} \theta} \frac{\partial T_{в,г}}{\partial \theta} \pm 2 \frac{(T_{г} - T_{в})}{\sin^2 \theta} \right]. \quad (4)$$

Отсюда видно, что поправка к яркостной температуре $\Delta \bar{T}_{в,г} = T_{в,г} - T_{в,г}$ распадается на две части с различной зависимостью от α . Отметим также слагаемое, содержащее разность $T_{г} - T_{в}$, наличие которого связано с наклонами площадки поперек плоскости падения и поэтому зависит от яркостных температур обеих поляризаций.

Соотношение (4) можно применить к различным реальным поверхностям. Рассмотрим вопрос о яркостной температуре поверхности моря [7-9]. На рис. 2 приведены графики зависимости поправок к яркостной температуре (4) в зависимости от θ при различных α для соленой воды с $T_0 = 290$ К, $\varepsilon = 56,6 - i 34,5$ при дисперсии углов наклонов поверхности вдоль ветра $\sim 10^\circ$ и поперек $\sim 8,5^\circ$.

Соотношение (4) получено в предположении малых θ , когда можно использовать метод перевала для функции, имеющей максимум внутри области интегрирования. При $\theta \rightarrow \pi/2$ $\operatorname{ctg} \theta \rightarrow 0$ и граница интеграла начинает существенно сказываться. Область применимости (4)

исследуем на примере одномерных неоднородностей ($\alpha=0$, $\sigma_c=0$). С этой целью разложим $T_{в,г}(\eta, \theta)$ в ряд по η и подставим в (3). Полученное соотношение перейдет в (4) при условии

$$\sigma \operatorname{tg} \theta \ll 1.$$

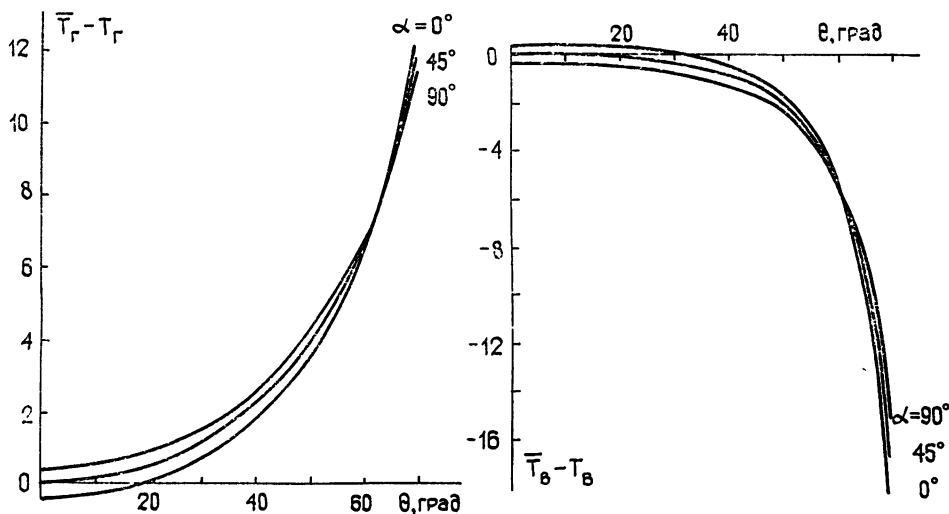


Рис. 3.

В заключение приведем несколько следствий, вытекающих из (4). При наблюдении в надир, т. е. при $\theta=0$, из (4) получим (для $R_{в,г}$ использованы формулы Френеля)

$$\Delta \bar{T}_{в,г} = \pm T_0 2 \operatorname{Re} (1/\sqrt{\epsilon}) \frac{(1 - 1/|\epsilon|)}{|1 + 1/\sqrt{\epsilon}|^4} (\sigma_n^2 - \sigma_c^2) \cos 2\alpha. \quad (5)$$

Ясно, что $\Delta \bar{T}$ для различных поляризаций сдвинуты по α на $\pi/2$ (при $\theta = 0$ α — угол между осью y и плоскостью вектора E). С помощью (5) можно определять степень анизотропии неровностей, вращая плоскость поляризации приемника при наблюдении в надир. Максимумы яркостной температуры будут наблюдаться при совпадении плоскости вектора E с направлением максимума дисперсии тангенса угла наклона неровностей. Заметим, что для водной поверхности σ_n и σ_c связаны со скоростью ветра [3], что позволяет определять его силу и направление. На рис. 3 приведена зависимость $2\Delta \bar{T}_{в,г} = T_{\max} - T_{\min}$ от длины волны при $T_0 = 293$ К, солености $s = 0,35\%$ и скорости ветра $v = 10$ м/с. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости вычисляется по данным [10]. Зависимость σ^2 от частоты в сантиметровом диапазоне волн дана в [11]. Максимальное значение $2\Delta T$ наблюдается для $\lambda = 2 \div 3$ мм.

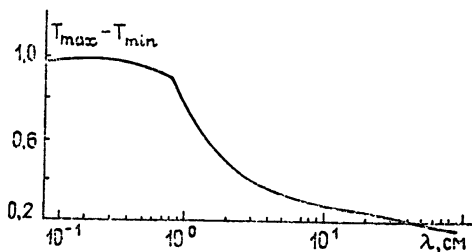


Рис. 4.

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости вычисляется по данным [10]. Зависимость σ^2 от частоты в сантиметровом диапазоне волн дана в [11]. Максимальное значение $2\Delta T$ наблюдается для $\lambda = 2 \div 3$ мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Павельев А. Г. — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 7, с. 1178.
2. Шифрин К. С., Ионина С. Н. — Труды ГГО, 1968, вып. 222.
3. Cox C., Munk W. H. — Bull. Scrip. Oceanogr., 1956, 6, № 9, p. 401.
4. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
5. Гидродинамическая неустойчивость. /Пер. с англ. под ред. А. С. Момина. — М.: Мир, 1964.
6. Jones D. S., Kline M. — J. Math. Phys., 1958, 37, № 1, p. 1.
7. Цейтлин М. Н., Шутко А. М., Жислин Г. М. Препринт ИРЭ АН СССР, № 6 (155). — М., 1974.
8. Гранков А. Г., Шутко А. М. Препринт ИРЭ АН СССР, № 7 (290). — М., 1980.
9. Гранков А. Г., Шутко А. М. Препринт ИРЭ АН СССР, № 17 (300). — М., 1980.
10. Klein L. A., Swift C. T. — IEEE Trans. Ant. and Propag., 1977, AP-25, № 1.
11. Wilheit T. T., Chang A. T. C. — Radio Sci., 1980, 15, № 3, p. 525.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
1 июля 1981 г.,
после доработки
26 января 1982 г.

INVESTIGATION OF ROUGH SURFACE BRIGHTNESS TEMPERATURE IN KIRCHHOFF APPROXIMATION

I. T. Bubukin, V. P. Dokuchaev, V. D. Krotikov

An analytical expression has been derived for the brightness temperature corrections for a large-scale rough surface with the Gaussian function of distribution of dip angle tangents. The region of the result applicability is discussed. It is shown that in the case of two-dimensional anisotropic surface in nadir observations the rotation of the polarization plane must lead to the brightness temperature variation. This fact may be used for definition of the direction and the wind force above the sea.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность и промежуточная асимптотика (теория и приложение к геофизической гидродинамике). 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 20 л.

Содержит общее изложение анализа размерностей и теории подобия в их современной форме. Особое внимание уделено новым методам анализа размерностей. Второе издание книги (1-е изд. — 1978) дополнено двумя главами. В главе «Полная и неполная автомодельность в гидрофизике» специальное внимание уделено моделям важного явления микроструктуры океана, геофизической турбулентности, моделям формирования верхнего термоклина океана и дискоидных образований в атмосфере. Эти модели существенно опираются на новые методы анализа размерностей. Другая глава устанавливает связь неполной автомодельности с привлекающими сейчас широкое внимание «фракталами». Расширено также содержание остальных глав.

Книга рассчитана на широкий круг исследователей — математиков, механиков, специалистов по физике атмосферы и океана.

Инжекционная газовая электроника / Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др.; Ин-т сильноточной электроники СО АН СССР — Новосибирск: Наука, 1982. — 17 л.

В монографии рассматриваются результаты исследований импульсных объемных разрядов высокого давления, поддерживаемых пучком электронов, и их применение в системах инжекционной электроники (газовых лазерах, лавинных и искровых коммутаторах, прирывателях). Приведены данные по ионизации газов быстрыми электронами, контракции и энергетическим характеристикам объемных разрядов. Существенное внимание уделяется лазерам на CO_2 и на галогенидах благородных газов.

Для специалистов по физике газового разряда, лазерам и импульсной электронике.