

УДК 621.371.22

## МЕТОД ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В ЗАДАЧЕ О ТЕПЛОМ ИЗЛУЧЕНИИ ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*В. Е. Гершензон, В. Ю. Райзер, В. С. Эткин*

Исследуется тепловое излучение периодически неровной водной поверхности в квазистатическом приближении. Шероховатость моделируется переходным диэлектрическим слоем. Получены зависимости коэффициента излучения от амплитуды неровностей с учетом их анизотропии. Модельный расчет подтвержден экспериментально.

В радиофизике, оптике и акустике часто возникает задача о распространении волн через неровную границу раздела двух сред. При ее решении обычно используют два приближения:  $k_0 a \ll 1$ ,  $Ka \gg 1$  или  $k_0 a \gg 1$ , соответствующие методу возмущений или методу Кирхгофа [1]. Здесь  $k_0 = 2\pi\lambda^{-1}$  и  $K = 2\pi\Lambda^{-1}$ ,  $\Lambda$  и  $a$  — горизонтальный и вертикальный масштаб неровностей,  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме.

В настоящей работе рассматривается случай, когда неровности малы, но не пологи, а создаваемые ими дифракционные поля несущественны, т. е. выполняются условия

$$k_0 a \ll 1, \quad k_0 \ll K, \quad Ka \gtrsim 1. \quad (1)$$

В такой, квазистатической постановке задачи воздействие неровной границы раздела двух сред можно описать при помощи плоскопараллельного диэлектрического слоя, параметры которого определяются геометрией поверхности. Подобный подход уже использовался в работах по дифракции на периодических диэлектрических структурах, однако ограничивался либо импедансным приближением [2], либо методом возмущений [3].

Метод «переходного слоя» реализован нами в задаче о собственном тепловом излучении неровной водной поверхности в дециметровом диапазоне радиоволн. Обоснованием этого может служить неприменимость методов малых возмущений и импедансных граничных условий [4, 5] из-за сравнимости толщины скин-слоя и радиуса кривизны поверхности на дециметровых волнах. Кроме того, квазистатическая модель не накладывает каких-либо ограничений на параметр  $Ka$ , что позволяет описать влияние мелкомасштабных капиллярных волн, имеющих форму заостренных впадин (опрокидывающиеся волны [6]), на излучение морской поверхности. Модель, по-видимому, окажется удобной и при оценке вклада в изучение явлений, связанных с макро-разрывами поверхности.

1. Введем на границе раздела двух сред плоскопараллельный слой масштаба характерных размеров неровностей. В случае синусоидальных неровностей поверхности

$$z(x) = -a \sin Kx \quad (2)$$

толщина переходного слоя  $h = 2a$  (рис. 1). Слой является двухфазным; его электродинамические свойства будут зависеть от объемной кон-

центрации компонент смеси, а также от взаимной ориентации волнового вектора неровностей  $\mathbf{K}$  и электрического вектора  $\mathbf{E}$  внешнего поля.

Определим эффективные свойства слоя. В рассматриваемом приближении диэлектрическую проницаемость смеси можно найти через усредненные величины напряженности  $\bar{E}$  и индукции  $\bar{D}$  поля согласно [7]:

$$\hat{\epsilon} = \bar{D} / \bar{E} = \sum_i c_i \epsilon_i E_i / \sum_i \epsilon_i E_i, \quad (3)$$

где  $c_i$  и  $\epsilon_i$  — объемная концентрация и диэлектрическая проницаемость  $i$ -й компоненты ( $i=1,2$  для верхней и нижней сред соответственно).

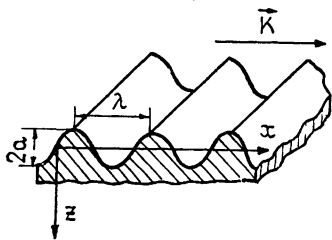


Рис. 1.

Рис. 1. Синусоидальная поверхностная структура.

Рис. 2. Профили эффективной диэлектрической проницаемости в модели синусоидальной водной поверхности.

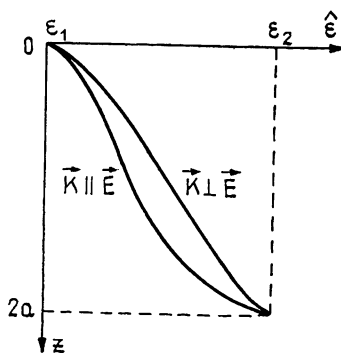


Рис. 2.

Учитывая граничные условия — непрерывность тангенциальной составляющей вектора  $\mathbf{E}$  и нормальной составляющей вектора  $\mathbf{D}$  на синусоидальном рельефе, получим окончательно следующие выражения для эффективной диэлектрической проницаемости:

в случае  $\mathbf{K} \parallel \mathbf{E}$  —

$$\hat{\epsilon}_{\parallel} = \epsilon_2 \frac{(1-c)\epsilon_1 + c \sqrt{(\epsilon_2 \cos \varphi)^2 + (\epsilon_1 \sin \varphi)^2}}{(1-c)\epsilon_2 + c \sqrt{(\epsilon_2 \cos \varphi)^2 + (\epsilon_1 \sin \varphi)^2}}, \quad (4)$$

в случае  $\mathbf{K} \perp \mathbf{E}$  —

$$\hat{\epsilon}_{\perp} = (1-c)\epsilon_1 + c\epsilon_2. \quad (5)$$

Здесь  $c$  — объемная концентрация нижней среды в системе и  $\varphi$  — уклон поверхности, определяемый как

$$\operatorname{tg} \varphi = dz/dx = -aK \sqrt{1 - (z/a)^2}. \quad (6)$$

Если неровности имеют вид прямоугольных выступов, граничные условия дают при  $\varphi = (\pi/2)$  ( $\mathbf{K} \parallel \mathbf{E}$ )

$$\left(\hat{\epsilon}_{\parallel}^0\right)^{-1} = (1-c)\epsilon_1^{-1} + c\epsilon_2^{-1}, \quad (7)$$

а при  $\varphi = 0$  ( $\mathbf{K} \perp \mathbf{E}$ ) — выражение (5). Эти формулы следуют также из (4) при соответствующих значениях  $\varphi$ .

Распределение объемной концентрации  $c(z)$  в слое легко найти из геометрических соображений, в случае синусоидальных неровностей оно имеет вид

$$c(z) = 0,5 + \pi^{-1} \arcsin(z/a). \quad (8)$$

При  $-a \leq z \leq a$  получаем  $0 \leq c \leq 1$  и, следовательно,  $\hat{\epsilon}_1 \leq \hat{\epsilon} \leq \hat{\epsilon}_2$ . В случае прямоугольных неровностей  $c(z) = 0,5$  и получаем оценку  $\hat{\epsilon}_{\parallel} \sim 2$  и  $\hat{\epsilon}_{\perp} \sim 0,5 \epsilon_2$ .

Далее будем рассматривать плоскую слоисто-неоднородную среду с непрерывным или разрывным профилем комплексной диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}(z)$ . Спектральные коэффициенты отражения и излучения системы могут быть рассчитаны численно на основе многослойного представления (см. Приложение). Эта методика не конкретизирует вид функции  $\hat{\epsilon}(z)$  и позволяет проанализировать различные модели.

2. Проиллюстрируем описанный выше метод на примере излучения водной поверхности с синусоидальными или прямоугольными неровностями. Зададимся параметрами:  $\epsilon_1 = 1$  и  $\epsilon_2 = 67,1 \pm j 65,7$  — диэлектрическая проницаемость воды при температуре  $t = 25^\circ \text{C}$  и солености  $s = 35\text{‰}$  на волне  $\lambda = 18 \text{ см}$  [8]. Распределение  $c(z)$  отвечает формуле (8), либо одинаковое по всему слою  $c = 0,5$ .

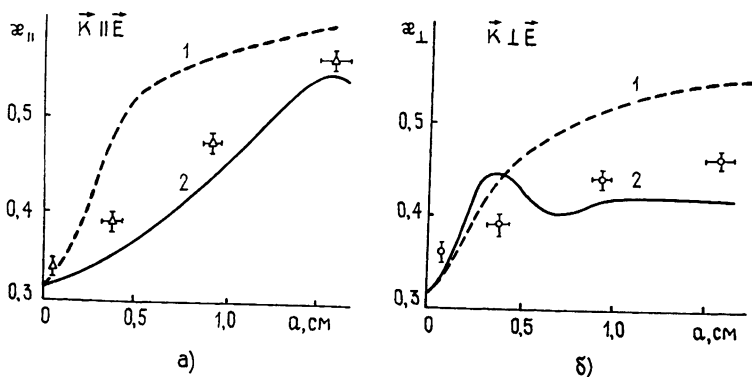


Рис. 3 Зависимости коэффициента излучения от амплитуды неровностей: 1 — синусоидальная структура; 2 — прямоугольная структура,  $\Delta, 0$  — экспериментальные данные на волне  $\lambda = 18 \text{ см}$ ;  
а)  $K \parallel E$ , б)  $K \perp E$ .

На рис. 2 показаны два профиля  $\hat{\epsilon}_{\parallel}(z)$  и  $\hat{\epsilon}_{\perp}(z)$ , отвечающие синусоидальным неровностям. Обе функции достаточно плавные, но отличаются количественно. Последнее отражает анизотропию свойств поверхностной структуры и обуславливает различную величину коэффициентов излучения системы (рис. 3). Прежде чем перейти к анализу излучательных характеристик, остановимся кратко на методике эксперимента.

Эксперимент ставился с целью проверки модели переходного слоя. Использовался радиометр на волну  $\lambda = 18 \text{ см}$  с нормированной флуктуационной чувствительностью  $\delta T_c \approx 0,15 \text{ К}$ ; антенной служил пирамидальный рупор с шириной диаграммы направленности  $\theta_{0,5} \approx 30^\circ$  по уровню половинной мощности.

Поверхностные волны (рябь) создавались в лабораторном лотке при помощи профилированного по синусу листа пенопласта (материал радиопрозрачный в дециметровом диапазоне). Лист вдавливался в лоток с водой гофрированной стороной, его гладкая сторона была обращена к антенне. Такой способ позволил воспроизвести стационарную синусоидальную поверхность с параметрами  $a = 0,05 \div 1,60 \text{ см}$  и  $\Lambda = 2 \div 4 \text{ см}$ .

Измерялись приращения яркостной температуры  $\Delta T_{\text{я}}$  относительно гладкой поверхности воды за счет изменения амплитуды неровностей. Антенна ориентировалась под углом, близким к надиру; поляризация вектора  $E$  вертикальная. Гофрированная поверхность располагалась либо параллельно ( $K \parallel E$ ), либо перпендикулярно ( $K \perp E$ ) плоскости падения.

Теоретические и экспериментальные\* зависимости коэффициента излучения  $\kappa$  от амплитуды неровностей  $a$  приведены на рис. 3. Расчет проведен для синусоидального (кривая 1) и прямоугольного (кривая 2) рельефов при фиксированном параметре  $Ka = \pi/2$ . Как видно, в первом случае зависимость  $\kappa(a)$  оказывается монотонно возрастающей, а во втором — осциллирующей для любой ориентации вектора  $K$  относительно вектора  $E$ . Наличие плавного перехода  $\varepsilon(z)$  в слое приводит к существенно большим значениям  $\kappa$ , чем наличие ступенчатой функции  $\varepsilon(z)$ . Примечательно также, что с ростом амплитуды неровностей «поляризационная разность»  $\delta\kappa = \kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}$  увеличивается и достигает значений  $\delta\kappa \simeq 0,05$  при  $a \simeq 1,5$  см.

Экспериментальные данные ложатся между кривыми 1 и 2, не нарушая монотонности характеристики  $\kappa(a)$ . Количественные расхождения мы связываем здесь с погрешностью изготовления профилированных листов (форма поверхности была промежуточной между синусоидальной и прямоугольной) и, кроме того, неучетом в расчете усредняющего действия диаграммы направленности антенны и полосы пропускания приемного устройства.

3. В работе теоретически и экспериментально исследовано тепловое излучение периодически неровной водной поверхности в дециметровом диапазоне радиоволн. Использован феноменологический подход, основанный на двухфазном представлении границы раздела двух сред. Учитывается реальная геометрия поверхности и ее анизотропия. Получена монотонная возрастающая зависимость коэффициента излучения от амплитуды неровностей в случае синусоидального профиля поверхности волны. Показано, что излучение обладает существенной анизотропией по отношению к направлению поверхностной волны: при  $K \parallel E$  интенсивность излучения больше, чем при  $K \perp E$ . Последнее качественно подтверждается также данными натурных радиотепловых измерений морского волнения в дециметровом диапазоне [9].

В заключение отметим, что модель переходного слоя можно использовать при анализе мелкомасштабных диэлектрических решеток различного типа [10], в дистанционных радиофизических исследованиях земных покровов и морской поверхности, акустике океана, оптике тонкослойных покрытий и других областях физики, связанных с распространением волн через неровную границу раздела сред.

Авторы признательны Н. Н. Ворсину и Ю. А. Милицкому за помощь в подготовке аппаратуры для эксперимента, а также Ю. А. Кравцову за полезное обсуждение полученных результатов.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

В Приложении дадим алгоритм численного расчета коэффициентов отражения и излучения плоской слоисто-неоднородной структуры с непрерывным профилем комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(z)$ . Схема строится на основе многослойного представления неоднородного полупространства (рис. 4). Элементарный слой характеризуется двумя

\* Оценка  $\kappa = T_{\text{я}}/T_0$ ,  $T_0$  — термодинамическая температура. Для гладкой водной поверхности в условиях эксперимента  $\kappa_0 = 0,318$  [8].

постоянными параметрами  $h_n$  и  $\epsilon_n$ . Выражение для спектральной амплитуды отражения от многослойной структуры  $R'$  получается путем обобщения соответствующего решения для двухслойной среды [7]:

$$R'_{n-1, n-2} = \frac{R_{n-1, n-2} + R_{n, n-1} \exp(-2j\Psi_{n-1})}{1 + R_{n-1, n-2} R_{n, n-1} \exp(-2j\Psi_{n-1})}, \quad (\text{П.1})$$

$$R'_{n-2, n-3} = \frac{R_{n-2, n-3} + R'_{n-1, n-2} \exp(-2j\Psi_{n-2})}{1 + R_{n-2, n-3} R'_{n-1, n-2} \exp(-2j\Psi_{n-2})},$$

$$R'_{21} = \frac{R_{21} + R'_{32} \exp(-2j\Psi_2)}{1 + R_{21} R'_{32} \exp(-2j\Psi_2)},$$

где

$$\Psi_n = 2\pi (h_n/\lambda) \sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_n; \quad (\text{П.2})$$

$$\sqrt{\epsilon_{n-1}} \sin \theta_{n-1} = \sqrt{\epsilon_n} \sin \theta_n \quad (\text{П.3})$$

и  $R_{21}, R_{32}, \dots, R_{n, n-1}$  — комплексные коэффициенты Френеля [7]

$$R_{n, n-1}^{(\gamma)} = \quad (\text{П.4})$$

$$= \frac{\sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_n - \sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_{n-1}}{\sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_n + \sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_{n-1}};$$

$$R_{n, n-1}^{(\nu)} = \quad (\text{П.5})$$

$$= \frac{\sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_n - \sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_{n-1}}{\sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_n + \sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_{n-1}}$$

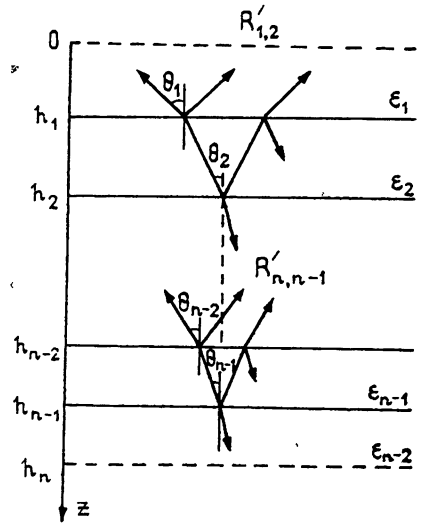


Рис. 4. Многослойная диэлектрическая структура.

для горизонтальной ( $\gamma$ ) и вертикальной ( $\nu$ ) поляризаций;  $\theta_n$  — угол падения в  $n$ -ом слое ( $n \geq 2$ ).

Спектральный коэффициент излучения системы в изотермическом приближении определяется выражением

$$\chi(\lambda, \theta) = 1 - |R'_{21}(\lambda, \theta)|^2. \quad (\text{П.6})$$

Процедура расчета коэффициента излучения реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Для профилей типа  $\hat{\epsilon}_{\parallel, \perp}(z)$  (рис. 2) шаг дискретизации на элементарные слои составлял  $\Delta h = 2a/n$ , а  $n = 100$ . Ряд примеров численных расчетов с использованием описанной методики приведен в работах [11, 12] по моделированию дисперсных систем в СВЧ диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М., Татарский В. И., Кравцов Ю. А. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
2. Миллер М. А., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1961, 4, № 5, с. 795.
3. Мергелян О. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 8, с. 1233.
4. Кравцов Ю. А., Миротская Е. А., Попов А. Е., Троицкий И. А., Эткин В. С. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, с. 733.
5. Докучаев В. П., Кротиков В. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 937.
6. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана — Л.: Гидрометеониздат, 1980.
7. Борн М., Вольф Э. — Основы оптики. — М.: Наука, 1973.

8. Райзер В. Ю., Шарков Е. А., Эткин В. С.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1975, 11, с. 652.
9. Беспалова Е. А., Веселов В. М., Глотов А. А. и др.— ДАН СССР, 1979, 246, с. 1482.
10. Нефедов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах.— М.: Наука, 1979.
11. Бордонский Г. С., Василькова И. Б., Веселов В. М. и др.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, с. 656.
12. Райзер В. Ю., Шарков Е. А.— Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 809.

Институт космических исследований  
АН СССР

Поступила в редакцию  
22 декабря 1981 г

## METHODS OF A TRANSITION LAYER IN THE PROBLEM ON THE HEAT RADIATION OF THE ROUGH SURFACE

*V. E. Gershenson, V. Yu. Raizer, V. S. Etkin*

The heat radiation of a periodically rough water surface is studied in the quasi-statical approximation. The roughness is modelled by a transition dielectric layer. Dependences have been obtained of the radiation coefficient on the amplitude of roughness taking into account their anisotropy. The model calculation is experimentally confirmed.

---

## ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

**Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси и радиация в атмосфере.**— Л.: Гидрометеиздат, 1983 — 12 л.

Систематизированы и обобщены данные измерений и модельные оценки глобальных распределений содержания, а также интенсивностей источников и стоков малых газовых составляющих (МГС) тропосферы и стратосферы, существенно влияющих на потоки солнечной и тепловой радиации и таким образом — на климат. В обзоре способов измерений МГС даны оригинальные обоснования и оценки возможной точности дистанционных методов для использования с высотных самолетов, аэростатов и спутников.

Для метеорологов, климатологов, специалистов в области охраны окружающей среды.

**Кондратьев К. Я. Спутниковая климатология.**— Л.: Гидрометеиздат, 1983 — 20 л.

В монографии чл-корр. АН СССР К. Я. Кондратьева обсуждены возможности и перспективы спутникового мониторинга климата. Наиболее обстоятельно рассматриваются данные по климатологии облачности, снежного и ледяного покровов, по радиационному балансу Земли; анализируются возможности и результаты восстановления составляющих радиационного баланса подстилающей поверхности и атмосферы по данным измерений уходящего излучения. Такие параметры, как температура поверхности океана, влаго- и водосодержание атмосферы, влажность грунта, скорость ветра у поверхности океана, содержание пыли в атмосфере и др. приведены в разделе, связанном с интерпретацией данных дистанционного зондирования.

Для специалистов в области климатологии, метеорологии, космических исследований.

---