

$$H_{\varphi} = \frac{\pi k_0^{5/2} L \chi^{1/4} P_m n_2}{2h_1 D (\eta S_0 r)^{1/2}} \exp [ik_0 S_0 r + i(\Phi - \varphi - 3\pi/4)].$$

Здесь введены следующие обозначения:  $\chi = 1 + (\alpha/n_2^2)(z_s - h_2)$ ,  $\Phi = (2/3)(k_0 n_2^3/\alpha) \times (\chi^{3/2} - 1)$ ,  $D = \delta \cos(\eta - \pi/4) - i \sin(\eta - \pi/4)$ ,  $\delta = (n_2/n_1) \exp[(h_1 - h_2)/L]$ ,  $S_0 = \text{Re}(k_{\perp c}/k_0) + i \text{Im}(k_{\perp c}/k_0)$ .

Ближнее поле источника определяется вкладом как  $E$ -, так и  $H$ -волны, и соответствующие выражения для компонент полей в данном случае могут быть представлены в виде

$$E_z = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0^3 r L \chi^{1/4} P_m n_2}{D \eta^{1/2}} \exp[i(\Phi - \varphi + \pi/2)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} (1 - ik_0 R_n),$$

$$H_{\varphi} = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0 L \chi^{1/4} P_m n_2}{D \eta^{1/2}} \exp[i(\Phi - \varphi)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} (1 - ik_0 R_n - k_0^2 R_n^2),$$

где  $R_n^2 = r^2 + h_n^2$ ,  $h_n = h_1(2n+1)$ .

Сделаем численные оценки амплитуд поля на Земле, возбуждаемого магнитным диполем с моментом  $P_m = 3 \cdot 10^5$  А·м<sup>2</sup> и расположенным на высоте  $z_s = 250$  км. Для  $f = 0,5$  кГц примем  $h_1 = 63$  км,  $h_2 = 80$  км,  $|n_1| \approx 1,5$ ,  $|\delta| \approx 0,9$ ,  $|\alpha| = 400$  км<sup>-2</sup>,  $L = 4,36$  км. Ограничиваясь в (3) первыми членами разложений, найдем максимальные значения  $|H_{\varphi}| \approx 1 \cdot 10^{-10}$  А/м (при  $r=0$ ) и  $|E_z| \approx 1 \cdot 10^{-2}$  мкВ/м (при  $r=45$  км). Для  $f = 4$  кГц из (3) получаем соответственно  $|H_{\varphi}| \approx 2 \cdot 10^{-9}$  А/м ( $r=0$ ) и  $|E_z| \approx 0,5$  мкВ/м ( $r=h_1$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Galejs J. — Radio Sci., 1971, 6, № 1, p. 41.
2. Einaudi F., Wait J. R. — Can. J. Phys., 1971, 49, № 4, p. 447; № 11, p. 1452.
3. Беллюстин Н. С., Докучаев В. П., Поляков С. В., Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1323.
4. Беллюстин Н. С., Поляков С. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 1, с. 87.
5. Rappert R. A. — Radio Sci., 1973, 6, № 6, p. 535.
6. Лукин Д. С., Молчанов О. А., Пресняков В. Б., Савченко П. П. Препринт ИЗМИРАН № 59. — М., 1984.
7. Рыбачек С. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 6, с. 703.
8. Котик Д. С., Поляков С. В., Яшнов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 938.
9. Котик Д. С., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Тамойкин В. В. В кн.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. — Апатиты, 1979, с. 114.
10. Поляков С. В. В кн.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. — Апатиты, 1979, с. 134.
11. Резников А. Е., Сухоруков А. И. Препринт ИЗМИРАН № 2. — М., 1986.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн  
АН СССР

Поступила в редакцию  
24 марта 1986 г.

УДК 537.874.6:528.813:551.46

#### КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В РАДИОТЕПЛОМ ИЗЛУЧЕНИИ НЕРОВНОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛАМ НАБЛЮДЕНИЯ

В. Е. Гершензон, В. Г. Ирисов, Ю. Г. Трохимовский, В. С. Эткин

При решении задачи восстановления спектра волнения по данным радиометрии морской поверхности особый интерес представляют так называемые «критические явления» [1–3], которые возникают в тепловом излучении периодически неровной поверхности при определенных условиях. В данной работе исследуется излучательная способность такой поверхности в зависимости от азимутального угла наблюдения, что помогает объяснить некоторые поляризационные и азимутальные эффекты в радиотепловом излучении морской поверхности. Проведенный лабораторный эксперимент подтверждает результаты теоретических расчетов.

1. Согласно [1] максимумам в радиотепловом излучении периодически неровной поверхности соответствуют критические условия, когда максимум рассеяния вспомогательной плоской электромагнитной волны направлен вдоль поверхности. Для произвольного угла падения волновые векторы дифракционных максимумов лежат на поверхности конуса с углом раскрыва  $\beta$ , определяемым из соотношения (рис. 1)

$$\sin \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}.$$

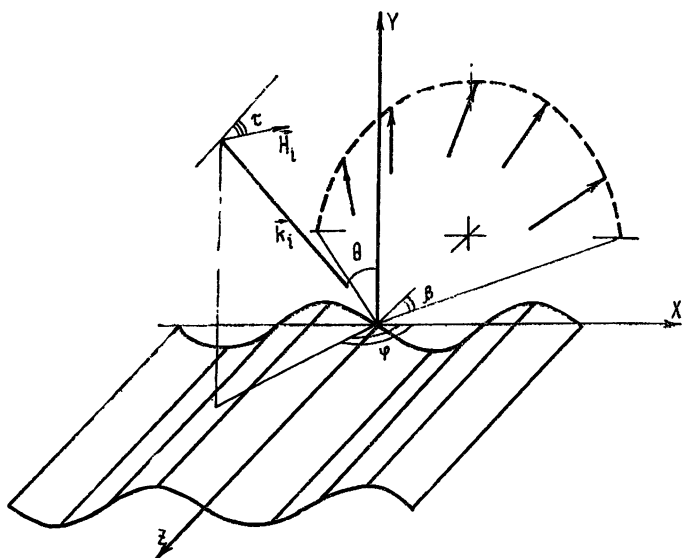


Рис. 1.

Условие того, что дифракционный максимум порядка  $n$  распространяется вдоль поверхности, запишется в виде

$$(2n\lambda/\Lambda) \sin \theta \cos \varphi + (n\lambda/\Lambda)^2 = \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где  $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\theta$  — угол падения волны, отсчитываемой от надира,  $\varphi$  — азимутальный угол. Для плоских волн векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  можно выразить через их  $z$ -компоненты [4]:

$$\mathbf{E} = (E_{\perp}, E_z), \quad \mathbf{H} = (H_{\perp}, H_z), \quad \begin{cases} E_{\perp} = i/k_{\perp}^2 (k_z \nabla E_z + k [\nabla H_z]) \\ H_{\perp} = i/k_{\perp}^2 (k_z \nabla H_z - \epsilon k [\nabla E_z]) \end{cases},$$

где

$$\mathbf{k} = (k_{\perp}, k_z), \quad \nabla = (x(\partial/\partial x), y(\partial/\partial y)).$$

Условие непрерывности тангенциальных компонент на поверхности можно также записать через  $z$ -компоненты полей:

$$\begin{cases} E_z = \tilde{E}_z \\ H_z = \tilde{H}_z \end{cases}, \quad \begin{cases} (n \nabla E_z) = \epsilon f (n \nabla \tilde{E}_z) - e [n \nabla \tilde{H}_z]_z \\ (n \nabla H_z) = f (n \nabla \tilde{H}_z) + e [n \nabla \tilde{E}_z]_z \end{cases}, \quad (2)$$

где  $f = (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) / (\epsilon - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$ ,  $e = (1 - f) \sin \theta \sin \varphi$ . Применяя далее метод малых возмущений с точностью до некоторых членов второго порядка, можно получить аналитические выражения для рассеянной и поглощенной мощности [5].

Для немалых амплитуд можно воспользоваться интегральной формулировкой задачи дифракции [6]:

$$\left. \begin{array}{l} y > y_{\max}, A \\ y < y_{\min}, 0 \end{array} \right\} = A^i + \int d\sigma' [(n \nabla A) G_0(r, r') - A(r') (n \nabla G_0(r, r'))], \quad (3)$$

$$\left. \begin{array}{l} y > y_{\max}, 0 \\ y < y_{\min}, \tilde{A} \end{array} \right\} = - \int d\sigma' [(n \nabla \tilde{A}) G_1(r, r') - \tilde{A}(r') (n \nabla G_1(r, r'))],$$

где  $G_0(r, r')$ ,  $G_1(r, r')$  — функции Грина для верхней и нижней сред соответственно,  $A^i = \{E_z^i, H_z^i\}$  — падающая плоская волна,  $A = \{E_z, H_z\}$ ,  $\tilde{A} = \{\tilde{E}_z, \tilde{H}_z\}$  — поля над и под границей раздела,  $d\sigma' = \sqrt{1 + y_x'^2} dx'$  — элемент поверхности интегрирования.

Разлагая далее поля и их производные на границе в фурье-ряды, получим вместе с (2) замкнутую систему матричных уравнений, из которой можно найти амплитуды рассеянных мод и коэффициенты разложений полей и их производных. По

Этим коэффициентам поглощенная мощность находится, как поток вектора Пойнтинга, через поверхность. Зная рассеянную и поглощенную мощность, можно контролировать точность расчетов на выполнение закона сохранения энергии [5].

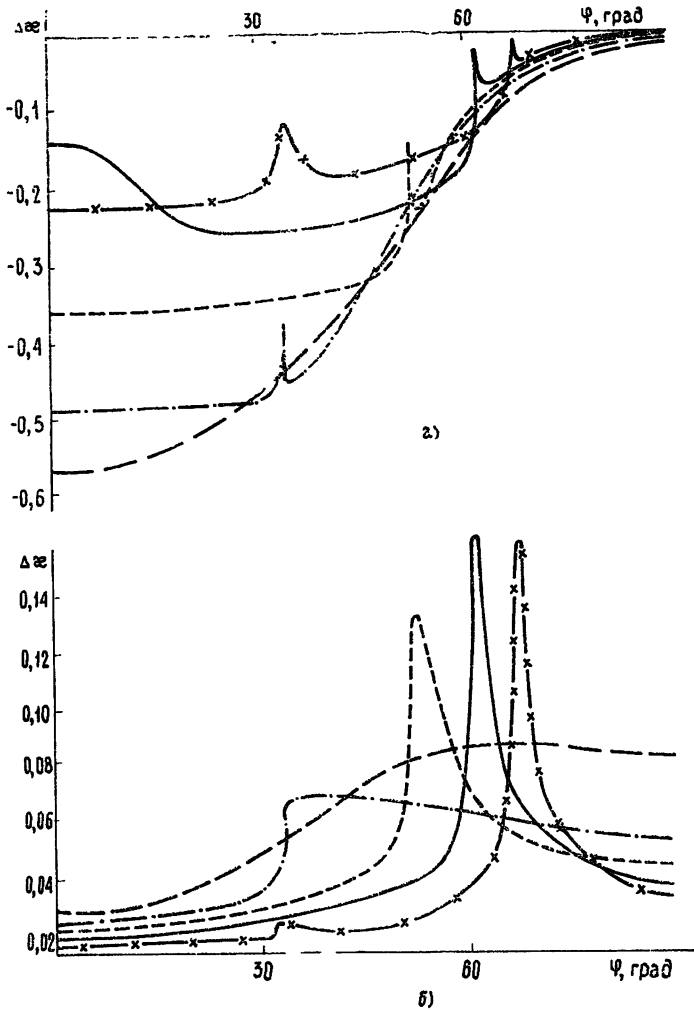


Рис. 2.

На рис. 2 представлены зависимости приращения коэффициента излучения синусоидальной поверхности  $\Delta\epsilon$  как функции азимутального угла  $\varphi$ . Амплитуда неровностей  $Q = 0,1\lambda$ , где  $\lambda$  — длина электромагнитной волны. Период неровностей  $\Lambda$  меняется от  $0,4\lambda$  до  $1,2\lambda$  (— —  $\Lambda = 0,4\lambda$ , - - -  $\Lambda = 0,6\lambda$ , - · -  $\Lambda = 0,8\lambda$ , — — —  $\Lambda = 1,0\lambda$ , — × — —  $\Lambda = 1,2\lambda$ ). Диэлектрическая проницаемость среды взята равной  $18,33 + i28,03$ , что соответствует  $\epsilon$  пресной воды при температуре  $t = 20^\circ\text{C}$  на длине электромагнитной волны  $\lambda = 8$  мм. Угол наблюдения взят равным  $\theta = 80^\circ$ . Рис. 2а соответствует вертикальной поляризации, рис. 2б — горизонтальной. На рисунках хорошо видны более или менее резкие максимумы  $\Delta\epsilon$ , положение которых определяется соотношением (1). Интересно отметить, что если для двумерной задачи ( $\varphi = 0^\circ$ ) на горизонтальной поляризации критические явления проявляются в виде скачков производной радиояркостной температуры [2], то для произвольного азимутального угла на горизонтальной поляризации обнаруживаются резко выраженные максимумы. Приведенные зависимости позволяют определить, какие спектральные компоненты морского волнения вносят основной вклад в радиояркостные контрасты, а также могут быть использованы в «свертке» с различными модельными спектрами волнения.

На рис. 3 приведены зависимости приращения коэффициента излучения синусоидальной поверхности с периодом  $1,4\lambda$  как функции азимутального угла  $\varphi$ , полученные по формулам ММВ (кривые 1) и численным методом (кривые 2). Рис. 3а соответствует амплитуде неровностей  $Q = 0,025\lambda$ , 3б —  $Q = 0,05\lambda$  и 3в —  $Q = 0,15\lambda$ . Видно, что с ростом амплитуды расхождение увеличивается; кроме того, проявляется максимум второго порядка, который, очевидно, не может быть получен в рамках ММВ

данного приближения. Однако для малых амплитуд ММВ является предпочтительным в расчетах как более быстрый и экономичный. Критерием применимости ММВ является малость величины  $\Delta\epsilon$  по сравнению с  $1 - \epsilon_0$ , где  $\epsilon_0$  — излучательная способность плоской поверхности.

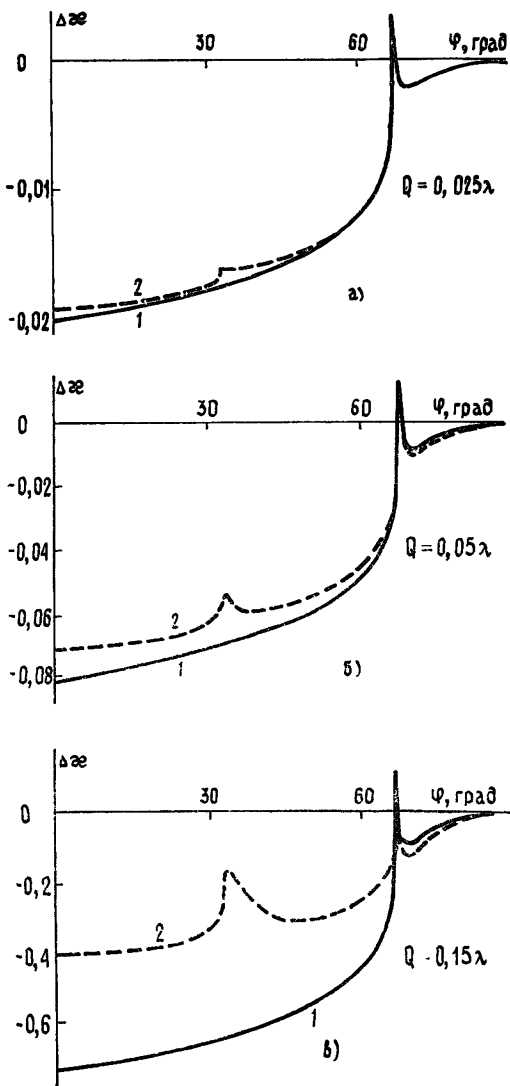


Рис. 3.

2. В лабораторном эксперименте по исследованию теплового радиоизлучения периодически неровной поверхности была использована методика, описанная в [7]: рябь на водной поверхности создавалась за счет сил поверхностного натяжения с помощью системы параллельных нитей. Ванна с нитями имела возможность поворачиваться вокруг вертикальной оси. Профиль неровностей, который рассчитывался по известному расстоянию между нитями и вертикальному смещению, был использован в расчетах при сопоставлении с экспериментальными данными. Результаты исследований показаны на рис. 4. Так как для малых амплитуд неровностей приращение радиояркой температуры  $T_{\pi}$  изменяется пропорционально квадрату амплитуды  $T_{\pi} = T_0 (kQ)^2 \delta (\lambda, \Lambda, \theta, \varphi)$ , то для каждого значения периода неровностей и угла наблюдения измерялся ряд значений  $T_{\pi}$  в зависимости от амплитуды и по ним методом наименьших квадратов находилась величина  $\delta$ . На рис. 4а представлена зависимость  $\delta$  от относительного периода неровностей  $\Lambda/\lambda$  для  $\varphi = 0^\circ$ , а на рис. 4б — зависимость  $\Delta\epsilon$  от азимутального угла  $\varphi$  для  $\Lambda = 1,4\lambda$ . Измерения проводились под углом  $\theta = 75^\circ$  на вертикальной поляризации в 8-миллиметровом диапазоне длин волн. Кривыми показаны соответствующие расчетные зависимости. Наблюдается хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Некоторое расхождение, вероятно, обусловлено неконтролируемым прогибом нитей и конечными размерами ванны.

Рассмотренные азимутальные зависимости излучательных свойств периодически неровной поверхности помогают понять процесс излучения электромагнитных волн статистически неровной поверхностью. В частности, они позволяют оценить «вклад» тех или иных участков спектра волнения в наблюдаемые радиояркостные контрасты и с этой точки зрения являются полезными при решении задачи восстановления спектра морского волнения. Лабораторный эксперимент подтверждает правильность теоретических результатов.

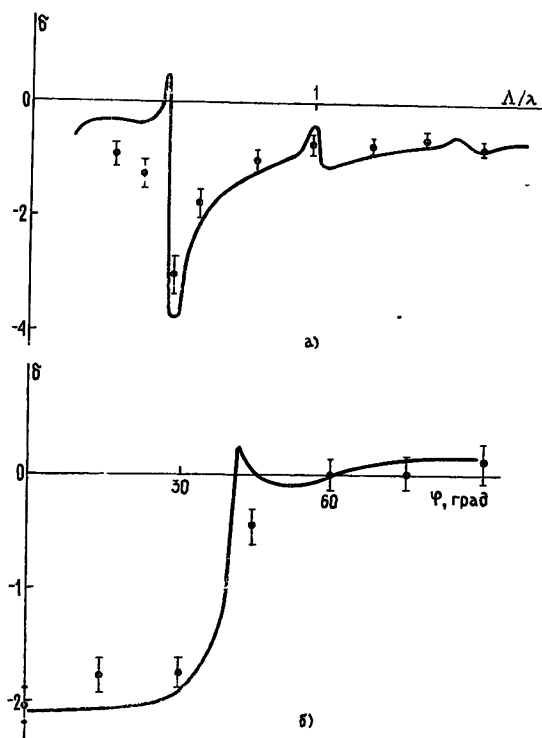


Рис. 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Эткин В. С., Ворсин Н. Н., Кравцов Ю. А. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 3, с. 454.
2. Кравцов Ю. А., Мировская Е. А., Попов А. Е. и др. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1978, 14, № 7, с. 733.
3. Гершензон В. Е., Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 379.
4. Kong J. A., Chuang S. L. — Radio Sci., 1982, 17, № 3, p. 545.
5. Гершензон В. Е., Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР № 1104. — М., 1986.
6. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. — М.: Мир, 1964.—428 с.
7. Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР № 988. — М., 1985.

Институт космических исследований  
АН СССР

Поступила в редакцию  
31 июля 1986 г.

УДК 621.371:523.164

#### К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДЛИНЫ ПУТИ РАДИОВОЛН В АТМОСФЕРЕ

М. Б. Зиничева, А. П. Наумов

Точность методов радиодальнометрии и длиннобазовой радиоинтерферометрии космических объектов в существенной степени определяется точностью знания электрической длины пути  $L$  радиоволн (ЭДПР) в атмосфере в текущий момент времени [1, 2]: