

несена энергетическая шкала, полученная при измерении энергии по величине A_γ . Из рисунка видно, что величины энерговыделения продуктов ядерных реакций нейтронов соответствуют величинам энерговыделения γ -квантов $E_\gamma > 5$ МэВ. Световыход протонов несущественно отличается от световыхода γ -квантов [4]. Энергии протонов на диаграмме также превышают 5 МэВ, что согласуется с энергетическим диапазоном заряженных частиц, рождаемых в ядерных взаимодействиях нейтронов [7].

На рис. 3 приведены сечения полученной диаграммы, т.е. спектры амплитуды A_γ для трех интервалов амплитуды A_γ , соответствующих энергиям 5–7, 7–10 и 10–13 МэВ, приведенные к энергиям 7, 10 и 13 МэВ суммированием с учетом наклона. Эти сечения наглядно демонстрируют возможность разделения нейтронов и γ -квантов в CsI(Tl): скорость счета γ -излучения с энергией $E_\gamma > 5$ МэВ при регистрации нейтронов может быть подавлена более чем в 50 раз (на рис. 3, а в максимуме, соответствующем γ -квантам, $N \sim 1000$ имп., а в максимуме, соответствующем нейтронам, $N \sim 20$ имп.).

Оценка величины потока зарегистрированных нами нейтронов не противоречит данным [1,2]. С учетом фоновых случайных событий (~70% от всех событий в интересующей нас области) число нейтронов, провзаимодействовавших в кристалле CsI(Tl) с образованием заряженных частиц в диапа-

зоне 5–13 МэВ, равно 850 ± 150 . Такое количество событий может наблюдаться, когда интегральный поток нейтронов с энергиями $E_n > 20$ МэВ примерно равен $1,3 \pm 0,3 \cdot 10^{-3}$ част.см⁻².с⁻¹ при условии, что спектр их имеет ту же форму, что и в работах [1,2].

В заключение отметим, что именно разделение нейтронов и γ -квантов по форме импульса позволило осуществить регистрацию нейтронов в лабораторных условиях с помощью сцинтилляционного детектора на основе CsI(Tl).

Литература

1. Hess W.N., Paterson H.W., Wallace R., Chupp E.L. // Phys. Rev. 1959. 116, N2. P.445.
2. Armstrong T.W., Chandler K.C., Barish J. // J. Geophys. Res. 1973. 78. P.2715.
3. Akimov V.V., Balebanov V.M., Belousov A.S. et al. // Proc. XXI Int. Cosmic Ray Conf. 1990. V.1. P.233.
4. Богомолов А.В., Бритвич Г.И., Мяжова И.Н., Рюмин С.П. // Приб. и техн. эксперимента. 1996. №1. С.13.
5. Storey R.S., Jack W., Ward A. // Proc. Phys. Soc. 1958. 72, N1. P.1.
6. Медведев М.Н. Сцинтилляционные детекторы. М., 1977.
7. Богомолов А.В., Гудима К.К., Мяжова И.Н., Рюмин С.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. №3. С.81 (Moscow University Phys. Bull. 1994. N3. P.76).

Поступила в редакцию
16. 09. 96

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.874.4

ТРЕХМЕРНАЯ РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРИОДИЧЕСКИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

В.В. Гладун, С.Е. Петухов, Ю.А. Пирогов, Д.А. Тищенко

(кафедра радиофизики)

Разработана трехмерная модель собственного излучения периодически взволнованной водной поверхности. Модель базируется на методе малых возмущений и позволяет получить спектр поверхностного волнения посредством неконтактных измерений. Полученные экспериментальные данные для случая двух волн на поверхности совпадают с теоретическими с достаточной степенью точности.

Для восстановления радиояркостной температуры водной поверхности при дистанционных измерениях среди прочих параметров необходимо знать ее излучательную способность, которая в микроволновом диапазоне зависит и от состояния самой поверхности. Ранее опубликованные работы, посвященные анализу детерминированных моделей водной поверхности, касались проблем излучения двумерной поверхности с одномерной периодичностью [1–5]. В данной работе рассматривается двумерно-периодическая (случай цилиндрических поверхностных волн), т.е. трехмерная, поверхность.

Наиболее интересной является область “крити-

ческих явлений”, которые проявляются в виде резких дифракционных максимумов в тепловом излучении.

Для нахождения излучательной способности рассмотрим рассеяние и поглощение этой поверхностью вспомогательной плоской электромагнитной волны, падающей извне. Согласно закону Кирхгофа коэффициент поглощения волны равен излучательной способности поверхности χ .

В отличие от двумерной модели [1] трехмерно возмущенную поверхность можно представить суперпозицией цилиндрических поверхностных волн в виде ряда (или интеграла) Фурье. Для demonstra-

ции метода ограничимся двухволновым поверхностным возмущением, представляя поверхность двумя синусоидальными волнами с волновыми векторами $K_{1,2} = 2\pi/\Lambda_{1,2}$, которые распространяются под углом γ друг к другу, причем ось x направлена вдоль волнового вектора K_1 первой волны, ось z параллельна поверхности, а ось y направлена по вертикали. Горизонтальная поляризация электромагнитной волны задается углом $\tau = 0^\circ$, вертикальная - $\tau = 90^\circ$ (τ - угол между вектором \mathbf{H} вспомогательной электромагнитной волны и плоскостью падения). В таком случае направления распространения рассеянных волн $\mathbf{k}^{nm} = (k_x^{nm}, k_y^{nm}, k_z^{nm})$ определяются соотношениями

$$\begin{aligned} k_x^{nm} &= k(\sin \theta \sin \varphi + m \frac{\lambda}{\Lambda_2} \sin \gamma), \\ k_z^{nm} &= k(\sin \theta \sin \varphi + m \frac{\lambda}{\Lambda_2} \cos \gamma + n \frac{\lambda}{\Lambda_1}), \\ k_y^{nm} &= \sqrt{k^2 - (k_x^{nm})^2 - (k_z^{nm})^2}, \quad \text{Im } k_y^{nm} \geq 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где φ, θ - азимут и угол места, определяющие направление падающей электромагнитной волны $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$.

Условием поглощения падающей волны является отсутствие над поверхностью рассеянной волны, преобразующейся при условии $k_y^{nm} = 0$ в экспоненциально затухающую вдоль y моду. Дифрагированное поле образуется как совокупность плоских волн типа

$$\Phi_{nm}^{\pm} = \exp\{i(k_x^{nm}x \pm k_y^{nm}y + k_z^{nm}z)\}. \quad (2)$$

Решение сформулированной выше задачи дифракции проводилось методом малых возмущений с использованием граничных условий (ГУ) Леонтовича. Входящие в ГУ поля были представлены в виде разложения по степеням малого параметра $\alpha \approx ka_1 \approx ka_2 \approx K_1 a_1 \approx K_2 a_2$, где $a_{1,2}$ - амплитуды поверхностных волн.

Компоненты полей E_j и H_j ($j = x, y, z$) записывались в виде суммы невозмущенных полей E_j^0 и H_j^0 , соответствующих плоской поверхности $y=0$, и малых возмущений, обусловленных неровностями:

$$\begin{aligned} E_j &= E_j^0 + A_j + B_j, \quad H_j = H_j^0 + C_j + D_j, \\ A_j &\approx B_j \approx \alpha, \quad C_j \approx D_j \approx \alpha^2, \end{aligned} \quad (3)$$

после чего поля на поверхности $y = \xi$ выражались через их значения на невозмущенной поверхности $y = 0$:

$$\begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}_y = \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}_{y=0} + \xi \frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}_{y=0} + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}_{y=0}. \quad (4)$$

Путем подстановки выражений (3)-(4) в ГУ и приравнивания нулю членов одинакового порядка малости по параметру α были получены граничные значения интересующих нас компонент поля, по которым можно восстановить их значения для всего верхнего полупространства $y > \xi$.

Параметры возмущений первого порядка малости по α выделялись из выражений (1)-(2), причем

в рассмотрении принимались случаи $n = \pm 1, m = 0$ и $n = 0, m = \pm 1$. Вклад в поглощенную мощность спектров второго порядка довольно мал (в среднем не превышает 6-8 % от мощности спектров первого порядка [3]), поэтому они не учитывались.

Определяя поглощенную мощность (в расчете на единицу площади) как разность между y -компонентой вектора Пойнтинга падающей волны и такими же компонентами зеркально отраженной волны и дифракционных спектров первого порядка, находим приращение излучательной способности:

$$\Delta\chi \approx \chi - \chi_0 = (Q - Q_0)/Q', \quad (5)$$

где Q_0 - поглощенная мощность, соответствующая гладкой поверхности.

Диэлектрическая проницаемость жидкости при расчетах была взята равной $18,33 + i \cdot 28,03$ (что соответствует диэлектрической проницаемости пресной воды при температуре 20°C на длине волны $\lambda = 8$ мм). На полученных графиках хорошо заметны максимумы в тепловом излучении, положение которых определяется условием $k_y^{nm} = 0$.

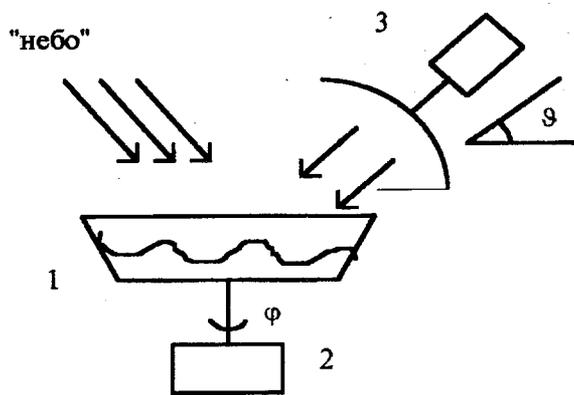


Рис. 1

Для проверки предложенной модели был поставлен эксперимент, схема которого приведена на рис. 1 (1 - ванночка с водой, 2 - вращающаяся подставка, 3 - радиометр).

"Холодное" излучение "неба" создавало контраст, необходимый для измерения радиояркостной температуры [4].

Периодическое возмущение на водной поверхности создавалось системой тонких капроновых нитей на прямоугольной рамке. За счет сил поверхностного натяжения на поверхности воды возникала двумерная периодическая структура, близкая к суперпозиции двух одинаковых синусоидальных волн длиной $\Lambda_{1,2} = 8$ мм.

Измерения были произведены радиометром на частоте $37,5$ ГГц ($\lambda = 8$ мм) для двух случаев: $\theta = 40^\circ$ (рис. 2) и 80° (рис. 3) при следующих параметрах периодичности: $a_1 = a_2, \Lambda_1 = \Lambda_2 = \lambda, \tau = 90^\circ, \gamma = 30^\circ$. В обоих случаях общий ход теоретической кривой относительного приращения излучательной способности хорошо коррелирует с экспериментальной зависимостью. Локальные максимумы в собствен-

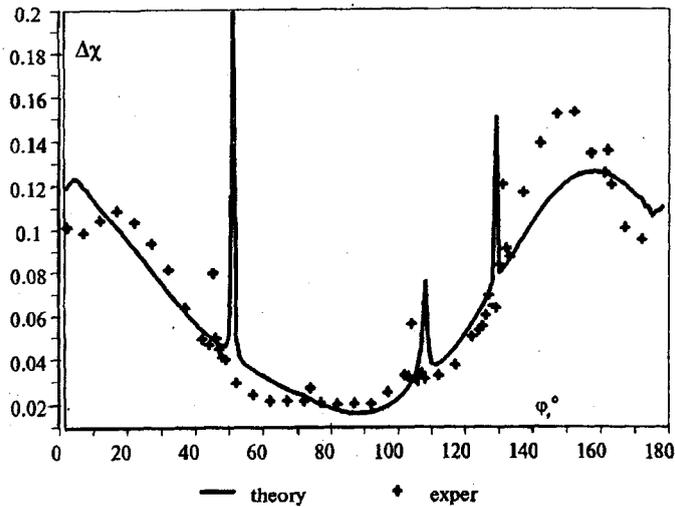


Рис. 2

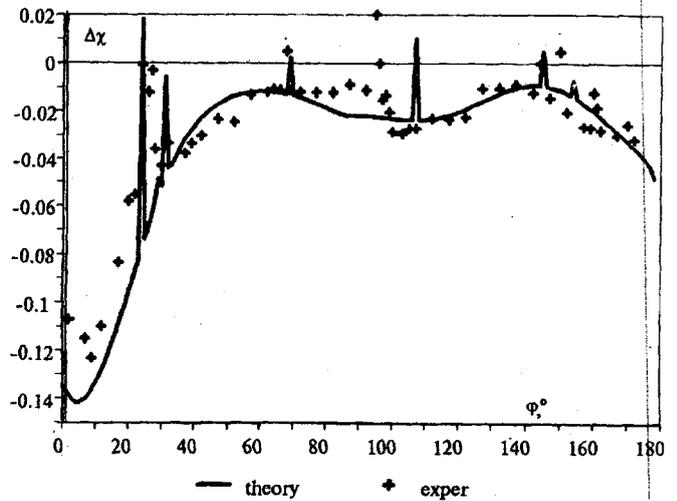


Рис. 3

ном излучении на графиках экспериментальных данных хорошо заметны, причем почти всегда им соответствуют вполне определенные расчетные максимумы.

Обнаруженные же расхождения можно объяснить как не вполне строгим выполнением условий метода малых возмущений, так и упрощениями, связанными с пренебрежением спектрами второго и более высоких порядков.

Совпадение экспериментальных и теоретических данных можно считать удовлетворительным, однако степень корреляции несколько меньше, чем в аналогичной модели с одномасштабной периодичностью [3,5].

В целом разработанная модель довольно полно описывает характерные особенности собственного излучения двумерно-периодической взволнованной водной поверхности, что позволяет надеяться на эффективное применение предлагаемой модели для анализа шероховатых водных поверхностей и в более общем случае (пассивные измерения). Основанная на данной модели методика дает возможность

получить основные параметры капиллярного волнения (ряби) на водной поверхности, что имеет большую практическую значимость для интерпретации данных дистанционного зондирования поверхности океана. Разумеется, данная модель нуждается в тщательной экспериментальной проверке в реальных условиях (измерения на морской ряби), однако предварительные лабораторные результаты довольно многообещающи.

Литература

1. Кравцов Ю.А., Миrowsкая Е.А., Попов А.Е., Троицкий И.А. и др. // Изв. вузов, Радиофизика. 1978. 21, №3. С.454.
2. Генчев Ж.Д. // Там же. 1984. 27, №1. С.48.
3. Чжуан Шуньянь, Гун Женьбао. // ТИИЭР. 1981. 69, №9. С.49.
4. Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-998. М., 1985.
5. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-1104. М., 1986.

Поступила в редакцию
04.10.96