

местить с привычной верхней оценкой $\mu_{\nu B} \leq 10^{-10}$, так как при этом получается $m_{\nu}/m_e > 1$.

Объяснение этого результата может быть двояким.

1. Неравенство (16) следует рассматривать как очень сильное. Это означает, что сечение электромагнитного νe -рассеяния σ_e на много порядков меньше сечения аналогичного процесса σ_w , связанного со слабым взаимодействием. В таком случае возможность обнаружения электромагнитного вклада в νe -рассеяние становится сомнительной.

2. Возможен случай, когда σ_e ненамного меньше σ_w . Этот вариант требует увеличения предполагаемых нижних границ $\mu_{\nu B}$ приблизительно в (m_e/m_{ν}) раз, что не может противоречить данным лабораторных измерений, где непосредственно определяется лишь $e\nu_{\text{эф}}$. Остается выяснить, можно ли этот вариант согласовать с астрофизическими оценками $\mu_{\nu B}$.

Автор выражает благодарность В.И. Денисову, Л.И. Сарычевой, С.И. Свертилову, Н.П. Юдину и особую признательность А.М. Балдину (1926–2001) за обсуждение и интерес к работе.

Литература

1. *Kyuldjiev A.V.* // Nucl. Phys. 1984. **B243**. P. 387.
2. *Домогацкий Г.В., Надежин Д.К.* // Ядерная физика. 1970. **12**. С. 1233.
3. *Bethe H.* // Proc. Cambridge Philos. Soc. 1935. **31**. P. 108.
4. *Горячев Б.И.* Препринт НИИЯФ МГУ № 2000-14/618. М., 2000.
5. *Turner J.E., Neelavathi V.N., Vora R.B.* et al. // Phys. Rev. 1973. **B8**. P. 4053.
6. *Rosenbluth M.N.* // Phys. Rev. 1950. **79**. P. 615.
7. *Биленький С.М.* Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов. М., 1981.
8. *Гуревич И.И., Тарасов Л.В.* Физика нейтронов низких энергий. М., 1965.
9. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. М., 1956.
10. *Allen R.C., Bharadwaj V., Brooks G.A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. **55**. P. 2401.
11. *Allen R.C., Chen H.H., Doe P.J.* et al. // Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 11.
12. *Derbin A.V.* // Phys. Atom. Nucl. 1994. **57**. P. 222.

Поступила в редакцию
29.05.02

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.874.6:528.813:551.46

ТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗМУЩЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

А. И. Дубина, Ю. А. Пирогов

(кафедра радиофизики)

E-mail: andry@radd1d.phys.msu.su, yupi@phys.msu.su

Рассматривается тепловое излучение взволнованной водной поверхности в мелкомасштабном приближении. Описывается метод расчета излучательной способности поверхности с произвольным числом поверхностных волн, основанный на методе малых возмущений и граничных условиях Леонтовича. Приводятся описание и некоторые результаты экспериментальной проверки данного метода.

Дистанционные методы зондирования поверхности океана имеют фундаментальное значение для исследования погоды, климата, экологии. В отличие от контактных методов, аэрокосмические способы измерения радиояркостной температуры водной поверхности позволяют получать большие массивы информации о состоянии поверхности океана равномерно на обширных территориях за достаточно короткие промежутки времени. Радиояркостная температура поверхности воды зависит от множества факторов, таких как термодинамическая температура, химический состав жидкости (определяющий значения диэлектрической и магнитной проницаемостей), форма поверхности. Волнение влияет на характер взаимодействия приводного слоя атмосферы

с поверхностью воды и изменяет пространственное распределение теплового излучения океана. В настоящее время нет полного способа описания радиометрических свойств произвольных поверхностей. Тем не менее существуют приближенные модели, применение которых накладывает некоторые ограничения на свойства поверхности. Особый интерес представляют мелкомасштабные волнения, длина волны которых соразмерна с длиной волны электромагнитного излучения. Периодическая структура такого возмущения приводит к появлению так называемых критических явлений [1], представляющих собой дифракционные всплески излучения в определенных направлениях. В ранее опубликованных работах приводились методы расчета теплового из-

лучения поверхностей, возмущенных только одной волной [2]. В работе [3] показан вывод радиометрической модели водной поверхности без ограничения числа поверхностных волн. Но численно применить предложенный алгоритм сложно, поскольку для этого необходимо вычислять многомерные интегралы.

В данной работе приводится способ численного моделирования теплового излучения многоволновой водной поверхности и описана его экспериментальная проверка.

Численное моделирование собственного излучения взволнованной водной поверхности проводилось с использованием закона Кирхгофа о равновесном излучении тел [4]:

$$\frac{\epsilon(\nu, T)}{\varkappa(\nu, T)} = \tilde{\epsilon}(\nu, T) = \text{inv},$$

где ν — частота излучения; T — термодинамическая температура излучающего тела (в данном случае температура наблюдаемой поверхности); $\epsilon(\nu, T)$ — излучательная способность данного тела; $\varkappa(\nu, T)$ — его поглощательная способность; $\tilde{\epsilon}(\nu, T)$ — излучательная способность абсолютно черного тела.

Излучательная способность абсолютно черного тела связана со спектральной плотностью излучения абсолютно черного тела $\tilde{\rho}(\nu, T)$, которую можно вычислить по формуле Планка [4]:

$$\tilde{\epsilon} = \frac{c}{4} \tilde{\rho}(\nu, T) = \frac{1}{c^2} \frac{2\pi h\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Следовательно, в состоянии теплового равновесия излучательная способность поверхности равна произведению поглощательной способности этой поверхности на излучательную способность абсолютно черного тела при этой же температуре.

Поглощательную способность поверхности можно вычислить, рассмотрев задачу рассеяния вспомогательной электромагнитной волны. Энергия вспомогательной волны частично рассеивается шероховатой поверхностью в верхнюю полусферу, а оставшаяся часть поглощается в нижней среде. Соотношение энергий падающей вспомогательной волны и волн, рассеянных поверхностью в верхнюю среду, позволяет определить поглощательную способность поверхности в направлении распространения вспомогательной электромагнитной волны:

$$\varkappa = 1 - \frac{\int \bar{S}_\Omega d\Omega}{W^0} \cong 1 - \frac{\sum W^S}{W^0},$$

где \bar{S}_Ω — среднее значение проекции вектора Умова-Пойнтинга рассеянных волн на направление, определяемое телесным углом Ω ; W^0 — мощность падающей волны; $\sum W^S$ — суммарная мощность волн, рассеянных в направлениях дифракционных максимумов.

Так как изначально задаются параметры падающей волны, то ее мощность W^0 определена. Поля рассеянных волн находятся методом малых возму-

щений с использованием граничных условий Леонтовича [5]:

$$[\mathbf{nE}] = \chi[\mathbf{n[nH]}], \quad (1)$$

где \mathbf{n} — нормаль к поверхности; \mathbf{E} и \mathbf{H} — поля в верхней среде в непосредственной близости от поверхности; $\chi = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ — импеданс нижней среды (воды).

Выразим границу раздела двух сред ξ в виде суперпозиции N поверхностных волн:

$$\xi = \sum_{j=1}^N A_j \cos(-\mathbf{K}_j \mathbf{r}_2 + \beta_j)$$

или

$$\xi = \sum_{j=1}^N \frac{A_j}{2} \exp[i(-\mathbf{K}_j \mathbf{r}_2 + \beta_j)] + \sum_{j=1}^N \frac{A_j}{2} \exp[-i(-\mathbf{K}_j \mathbf{r}_2 + \beta_j)], \quad (2)$$

где $A_j, \mathbf{K}_j, \beta_j$ — соответственно амплитуда, волновой вектор и начальная фаза j -й поверхностной волны; \mathbf{r}_2 — двумерный радиус-вектор рассматриваемой точки в проекции на плоскость $(x, y, 0)$: $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_2(x, y)$.

Условиями применимости метода малых возмущений являются малость амплитуд неровностей поверхности по сравнению с длиной электромагнитной волны и пологость неровностей:

$$kA_j \ll 1, \quad K_j A_j \ll 1,$$

где k — волновое число падающей электромагнитной волны.

При выполнении этих условий можно записать приближенные выражения для компонент единичного вектора нормали к поверхности:

$$\begin{aligned} n_x &= -\frac{\partial \xi}{\partial x} = \sum_{j=1}^N \pm i K_{jx} \frac{A_j}{2} \exp[\pm i(-\mathbf{K}_j \mathbf{r}_2 + \beta_j)], \\ n_y &= -\frac{\partial \xi}{\partial y} = \sum_{j=1}^N \pm i K_{jy} \frac{A_j}{2} \exp[\pm i(-\mathbf{K}_j \mathbf{r}_2 + \beta_j)], \\ n_z &= 1 - \frac{n_x^2 + n_y^2}{2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в любой точке пространства представим в виде разложения по степеням малого параметра, зависящего от амплитуд поверхностных волн, и ограничимся в разложении вторым порядком:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{R}) &= \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{R}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{R}) + \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{R}), \\ \mathbf{H}(\mathbf{R}) &= \mathbf{H}^{(0)}(\mathbf{R}) + \mathbf{H}^{(1)}(\mathbf{R}) + \mathbf{H}^{(2)}(\mathbf{R}). \end{aligned} \quad (4)$$

Поля на поверхности ξ выразим через их значения на невозмущенной поверхности, также ограничиваясь вторым порядком малости:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}|_{z=\xi} &= \mathbf{E}|_{z=0} + \xi \left. \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right|_{z=0} + \frac{\xi^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \right|_{z=0}, \\ \mathbf{H}|_{z=\xi} &= \mathbf{H}|_{z=0} + \xi \left. \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} \right|_{z=0} + \frac{\xi^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \right|_{z=0}. \end{aligned} \quad (5)$$

Векторное уравнение (1) эквивалентно двум скалярным. Действительно, если выбрать систему декартовых координат так, чтобы ось z была направлена вдоль нормали, то z -компоненты векторных выражений в правой и левой частях этого уравнения будут равны нулю, а связь между векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} будет определяться только x и y компонентами этих выражений.

Подставляя (2), (3)–(5) в (1) и приравнявая члены одинакового порядка малости, получаем систему уравнений для полей в плоскости $z = 0$. Решением этой системы находятся комплексные амплитуды рассеянных электромагнитных волн.

Излучательная способность поверхности, пропорциональная коэффициенту поглощения, находится по следующей формуле:

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} \cdot \frac{S_z^I + \sum S_z^S}{S_z^I},$$

где S^I и S^S — векторы Умова–Пойнтинга падающей и рассеянных электромагнитных волн соответственно.

Экспериментальное исследование радиометрических свойств водной поверхности проводилось на установке, схематически изображенной на рис. 1.

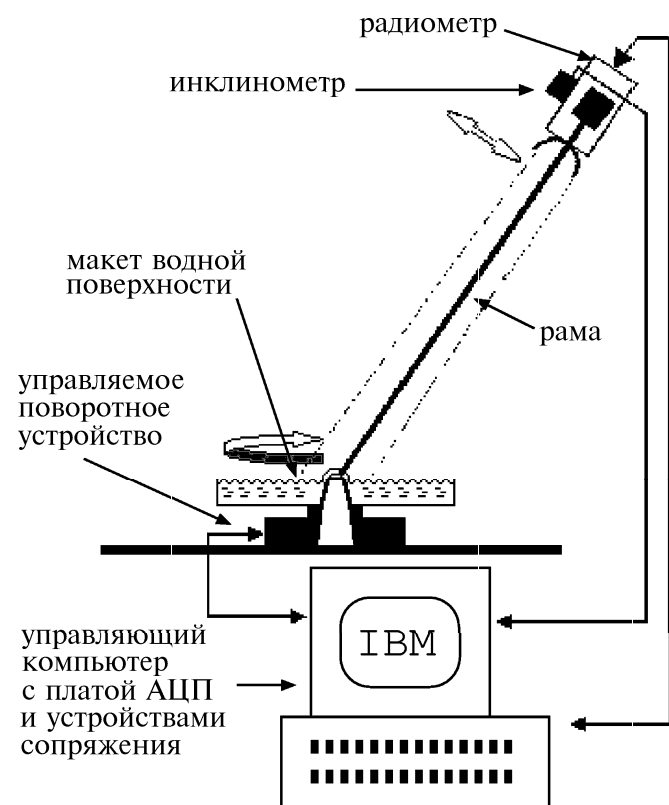


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной измерительной установки

Экспериментальная установка состоит из: управляющего компьютера с платой 32-канального 12-разрядного АЦП; трехканального радиометра с каналами измерения сигналов вертикальной, горизонтальной и скрещенной (расположенной под углом

45°) поляризаций; сканирующей по углу места рамы, поворачивающейся при помощи растяжек относительно горизонтальной оси в пределах полярного угла θ от 10 до 70°; электронного инклинометра; автоматической, вращающейся в горизонтальной плоскости платформы с электронным аналоговым датчиком азимутального угла; макета взволнованной водной поверхности, расположенного в кювете с габаритными размерами 0.7 × 0.7 × 0.15 м, со статическим волнением, созданным натянутыми параллельно с шагом 12 мм капроновыми нитями, смоченными водой и приподнятыми над поверхностью.

На данной установке проводились измерения теплового излучения макета водной поверхности на различных азимутальных и полярных углах. Также проводилось численное моделирование излучения водной поверхности с учетом реальных условий наблюдения.

На рис. 2 приведены графики излучения гладкой и взволнованной водной поверхности при сканировании по полярному углу на вертикальной и горизонтальной поляризациях. Экспериментальные кривые проведены сплошными линиями, а соответствующие им расчетные данные обозначены отдельными символами.

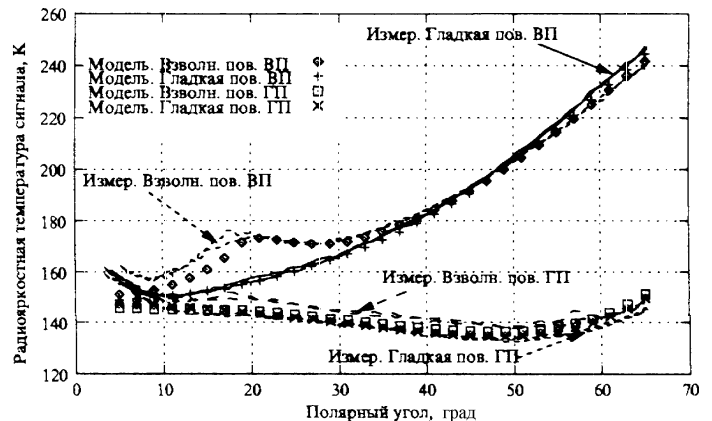


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и модельных данных сканирования макета взволнованной водной поверхности по углу места

Радиояркостную температуру излучения гладкой поверхности можно найти, как произведение термодинамической температуры воды и коэффициента поглощения на соответствующей поляризации, определяемого предложенным методом (с учетом равенства нулю амплитуд поверхностных волн) или формулами Френеля. Но графики на рис. 2 несколько отличаются от соответствующих френелевских коэффициентов поглощения. Особенно это заметно на горизонтальной поляризации, на которой коэффициент поглощения монотонно убывает в диапазоне углов наблюдения от 0 до 90°, а на приведенном графике после 50° наблюдается рост радиояркостной температуры. Это обусловлено действием искажающих факторов. Наиболее существенные из них — это отраженное излучение атмосферы и излучение подстилающей поверхности за пределами макета,

попадающее в зону видимости антенны радиометра. Влияние этих факторов было рассчитано и учтено в математической модели, результаты которой отображены на рис. 2.

В случае взволнованной водной поверхности наблюдаются критические явления. Расчет излучения используемого макета возмущенной водной поверхности показал, что на вертикальной поляризации возле полярного угла 20° есть узкий всплеск (шириной примерно 3°), а на других углах наблюдения кривая излучения лежит близко к зависимости, соответствующей гладкой поверхности. На экспериментальной кривой в указанной области также видно возрастание яркостной температуры, но наблюдаемый максимум намного шире. Причина такого размытия — широкая диаграмма направленности антенны радиометра. Ее ширина составляет примерно 10° . Для моделирования влияния диаграммы направленности применялась операция свертки экспериментально измеренной диаграммы направленности с рассчитанной мощностью излучения макета водной поверхности. Результат моделирования измеренного излучения взволнованной водной поверхности также приведен на рис. 2.

На горизонтальной поляризации при полярном сканировании с нулевым азимутальным углом критические явления проявляются очень слабо и зависимости, измеренные при наличии и отсутствии волнения, практически совпадают.

На рис. 3 приведены графики теплового излучения макета водной поверхности при сканировании по азимуту на вертикальной поляризации. Полярный угол для этого сканирования составлял 65° . Мощность теплового излучения гладкой поверхности не зависит от значения азимутального угла, поэтому на данном рисунке показаны только графики излучения взволнованной поверхности. Как и на рис. 2, здесь экспериментальные кривые проведены сплошными линиями, а кривые моделирования — символами. При данных условиях наблюдения критические явления появляются на азимутальных углах $\pm 50^\circ$, $\pm 80^\circ$, $\pm 100^\circ$ и $\pm 130^\circ$. Причем критические явления на углах $\pm 50^\circ$ и $\pm 130^\circ$ обусловлены второй гармоникой поверхностного волнения, которая имеет меньшую амплитуду по сравнению с основной. Соответственно и всплеск излучения на этих углах значительно меньше. Между соседними пиками излучения, обусловленными основной гармоникой (в диапазоне углов от -100° до -80° и от $+80^\circ$ до $+100^\circ$), имеется небольшой провал, который полностью сглаживается диаграммой направленности антенны. Пики от второй гармоники тоже сглажены, но их проявление

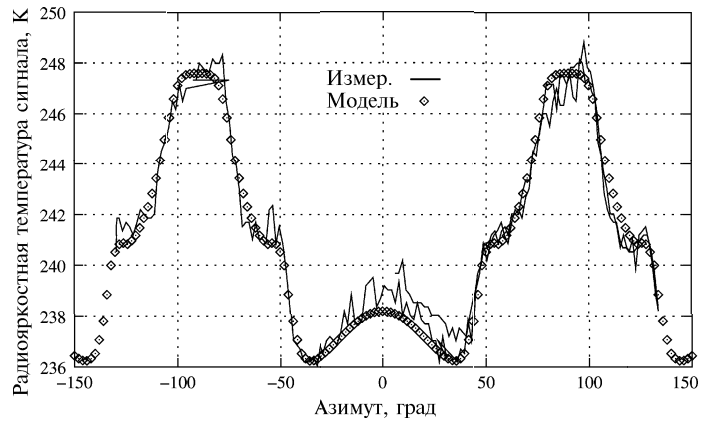


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и модельных данных сканирования макета взволнованной водной поверхности по азимуту (вертикальная поляризация)

хорошо заметно в виде уширения основных максимумов.

Возрастание излучения возле нулевого угла не связано с критическими явлениями, а является следствием помехи. При вращении макета, имеющего квадратную форму, изменяется эффективный телесный угол видения антенной подстилающей поверхности за пределами кюветы и возникает паразитная модуляция.

Влияние искажающих факторов было учтено математической моделью, и рассчитанные зависимости отображены рядом с экспериментальными.

Как видно из приведенных графиков, результаты численного моделирования теплового радиоизлучения взволнованной водной поверхности хорошо соответствуют экспериментальным данным. Предложенный метод расчета излучательной способности возмущенной поверхности корректно описывает наблюдаемые критические явления, а моделирование влияния искажающих факторов позволило интерпретировать результаты эксперимента.

Литература

1. Кравцов Ю.А., Мировская Е.А., Попов А.Е. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1978. **14**, № 7. С. 733.
2. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г. и др. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-1104. М., 1986.
3. Irisov V.G. // Waves in random media. 1994. **4**, No 4. P. 441.
4. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976.
5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухорукоев А.П. Теория волн. М., 1979.

Поступила в редакцию
08.07.02