

## Введение

Большое значение, которое в настоящее время придается исследованию Мирового океана, обусловило интенсивное развитие активных и пассивных методов дистанционного зондирования морской поверхности. Одним из таких методов является микроволновая радиометрия. Данный диапазон электромагнитных волн обладает рядом важных преимуществ, проявляющихся при дистанционном зондировании подстилающей поверхности: относительно высокой прозрачностью атмосферы и атмосферных образований, с одной стороны, и высокой информативностью теплового микроволнового излучения — с другой. Последняя связана с сильной зависимостью радиояркостной температуры морской поверхности от ее геометрии (волнения различных масштабов), температуры, солености, наличия на поверхности моря пены, загрязнений и т. д. Указанные факторы позволяют с помощью соответствующей регистрирующей аппаратуры, установленной на корабле, самолете или искусственном спутнике Земли, определять дистанционно значения ключевых параметров, влияющих на состояние поверхности моря.

В условиях умеренного ветра в открытом море наибольшее влияние на регистрируемую радиояркостную температуру в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн оказывает степень шероховатости поверхности, определяемая интенсивностью мелкомасштабного поверхностного волнения (гравитационно-капиллярные и капиллярные волны). Поэтому при интерпретации данных пассивного микроволнового зондирования поверхности моря особую важность приобретает задача установления количественных соотношений между параметрами коротких поверхностных волн и излучаемых/рассеиваемых неровной поверхностью электромагнитных волн.

Взволнованная морская поверхность представляет собой пример статистически неровной поверхности, причем характерные масштабы неровностей составляют от единиц миллиметров (капиллярные волны, рябь) до сотен метров (длинные гравитационные волны, зыбь). Для ее описания в дистанционном зондировании используются те или иные модельные представления. Наиболее развитой и часто употребляемой в настоящее время является двухмасштабная модель морской

поверхности [1, 2], в которой поверхностное волнение представляется в виде совокупности неровностей двух масштабов: крупного, с радиусом кривизны, много большим длины электромагнитных волн  $\lambda$ , и мелкого (ряби), с периодом неровности порядка  $\lambda$ . Излучение и рассеяние электромагнитных волн на мелкомасштабных неровностях рассчитывается в этом случае с помощью теории возмущений и усредняется затем по уклонам крупных волн.

При изучении собственного радиотеплового излучения взволнованной водной поверхности особый интерес представляет случай, когда период неровностей  $\Lambda$  сравним с длинами принимаемых электромагнитных волн. В такой ситуации в радиоизлучении возникают особенности — так называемые «критические явления», или эффект Эткина — Кравцова [3–9]. В частности, для вертикальной поляризации принимаемого сигнала при наблюдении в плоскости, совпадающей с направлением волнового вектора неровностей, имеет место резонансное усиление коэффициента излучения поверхности, если удовлетворяется условие

$$\lambda = \Lambda (1 \pm \sin \theta), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол наблюдения, отсчитываемый от надира.

Задача измерения характеристик гравитационно-капиллярных волн в натуральных условиях сопряжена со значительными трудностями. Использование для этих целей традиционных контактных волнографов неприемлемо из-за вносимых ими искажений в волновое поле и капиллярных эффектов. Бесконтактные измерения с использованием лазеров до настоящего времени проводились, главным образом, в бассейнах из-за технических трудностей проведения таких измерений в открытом море [10]. Приемлемой альтернативой натурным измерениям может служить лабораторный эксперимент, в котором параметры поверхностных волн могут быть измерены с необходимой точностью.

Традиционно, для получения коротких поверхностных волн в лабораторных условиях используют волнопродуктор, который может генерировать как стоячие, так и распространяющиеся волны, в зависимости от размера бассейна и граничных условий [6, 11]. Альтернативная методика подразумевает создание устойчивой («замороженной») структуры на водной поверхности, которая моделирует естественные гравитационно-капиллярные волны. Для этого может использоваться или рифленое покрытие из радиопрозрачного материала, помещенное на водную поверхность [12, 13], или система параллельных нитей на поверхности воды [7]. Настоящая работа описывает результаты лабораторного эксперимента, в котором гравитационно-капиллярные волны

создавались посредством системы параллельных нитей. Преимущество этой методики — возможность получения статической неровной водной поверхности с периодом неровностей того же порядка, что и длина волны принимаемого электромагнитного излучения, и хорошо контролируемых параметров неровностей.

В работе [6] при исследовании радиоизлучения взволнованной морской поверхности были получены результаты, которые могут быть интерпретированы как связанные с критическими явлениями. Однако в естественных условиях, а также при генерации ряби с помощью волнопродуктора не удается произвести детальной проверки положений теории. Поэтому авторами работ [5, 7] для создания волн ряби использовалась система параллельных нитей на поверхности воды, расстояние между которыми  $\Lambda$  и высоту подъема  $h$  можно менять в широких пределах. Исходя из того, что для расчетов с использованием теории критических явлений важны гармонические составляющие профиля исследуемой поверхности, авторы работ [5, 7] проводили теоретический расчет формируемого профиля, а в работе [7], кроме того, и экспериментальную оценку формы неровностей. В рамках предложенной методики осуществлялось фотографирование взволнованной водной поверхности с последующим анализом получаемых изображений, который базировался на применении законов геометрической оптики.

В результате проведенных исследований в работах [5, 7] было экспериментально подтверждено существование критических явлений в излучении неровной водной поверхности. При этом получено как совпадение теоретических и экспериментальных данных, так и, в ряде случаев, их различие. Анализ полученных результатов позволил сделать вывод о недостаточной точности применяемых методов по определению профиля неровностей водной поверхности как одной из причин несоответствия данных экспериментов и теоретических расчетов. В настоящей работе предлагается новый метод определения профиля волнения с использованием полупроводникового лазера. Описание метода приведено ниже.

Основной задачей нашего эксперимента было продолжение исследований критических явлений в радиоизлучении водной поверхности в модельных условиях с помощью радиометра 8-мм диапазона. Особое внимание в ходе измерений уделялось измерению профиля взволнованной поверхности для оценки вклада различных спектральных составляющих волнения в яркостную температуру водной поверхности и количественного сопоставления экспериментальных результатов с модельными расчетами. Кроме того, проводились измерения

параметров Стокса теплового радиоизлучения на различных азимутальных углах наблюдения.

### Особенности теплового радиоизлучения водной поверхности с периодическими неровностями

Тепловое радиоизлучение неровной водной поверхности в том случае, когда характерные размеры неровностей близки к длине волны излучения, обладает рядом специфических особенностей. Впервые эти особенности («критические явления») были предсказаны теоретически в работе Ю.А. Кравцова с соавторами [3] и обнаружены экспериментально в работе В.С. Эткина с соавторами [7].

В работе [3] анализировалось тепловое излучение водной поверхности с малыми периодическими неровностями синусоидальной формы в двумерном случае, т. е. профиль поверхности предполагался цилиндрическим и плоскость наблюдения совпадала с волновым вектором неровностей. На основании принципа Кирхгофа, обобщенного на случай стохастических (тепловых) полей [14], задача излучения заменялась на эквивалентную ей задачу исследования поглощения пробной электромагнитной волны, падающей на неровную поверхность. Для решения задачи дифракции использовался метод малых возмущений, причем расчет велся до величин второго порядка малости. Было обнаружено, что при некоторых критических условиях, определяемых выражением (1), возникает резонансное увеличение коэффициента излучения поверхности. Причем, если на горизонтальной поляризации на резонансных длинах волн отмечаются относительно незначительные скачки излучательной способности, то на вертикальной поляризации отмечаются резкие и высокие пики в излучении.

Физический смысл критических условий (1) заключается в том, что при их соблюдении один из дифракционных максимумов рассеянной электромагнитной волны направлен вдоль поверхности. При этом происходит увеличение поглощения энергии за счет ее передачи от свободной электромагнитной волны к связанной, имеющей вертикальную поляризацию. При излучении наблюдается, соответственно, обратный эффект — увеличение радиояркости в направлениях углов  $\theta$ , определяемых соотношением длин поверхностной и электромагнитной волн, за счет резонансного обмена энергией со связанными

волнами. Выяснилось, что в оптике подобный эффект известен уже более 100 лет под названием «аномалий Вуда» [15].

В дальнейшем теория явления была обобщена В.Г. Ирисовым на случай произвольной поляризации волны и произвольной плоскости падения относительно волнового вектора неровностей, т. е. задача была решена в общем трехмерном случае [5, 8, 16–18]. Приведенное далее в настоящем разделе математическое описание трехмерной задачи заимствовано из [5] и служит иллюстрацией к той модели, которая использовалась для построения теоретических кривых зависимости параметров Стокса теплового излучения от углов наблюдения и сравнения теории с экспериментальными данными.

Итак, рассмотрим падение пробной электромагнитной волны  $\{\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)}\}$  на неровную периодическую поверхность раздела двух сред (воздух — вода в нашем случае) вида  $y = y(x, z)$ ;  $\partial y / \partial z = 0$ ;  $y(x + \Lambda) = y(x)$ . Угол падения  $\theta$  отсчитывается от надира; азимутальный угол  $\phi$  — угол между осью  $x$  и плоскостью падения; поляризация падающей волны задается углом  $\tau$  между плоскостью падения и вектором  $E_i$  (рис. 1).

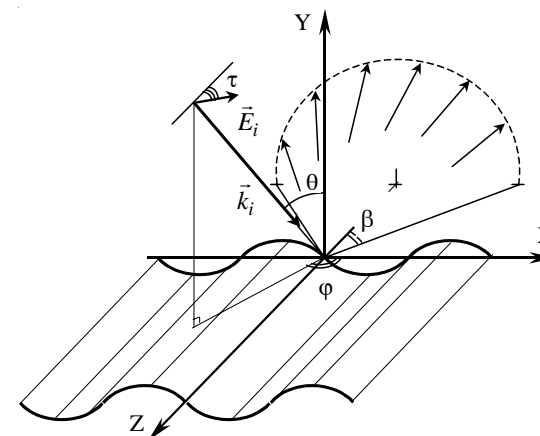


Рис. 1. Геометрия вспомогательной задачи о рассеянии пробной электромагнитной волны

В силу периодичности вдоль оси  $x$  и трансляционной симметрии вдоль оси  $z$ , дифрагировавшее поле представляет собой бесконечную совокупность плоских волн типа (опуская временной множитель  $\exp(-i\omega t)$ ):

$$\Psi_n = \exp(ik_{x_n}x + ik_{y_n}y) \cdot \exp(ik_z z),$$

$$\tilde{\Psi}_n = \exp(ik_{x_n}x - ik_{y_n}y) \cdot \exp(ik_z z),$$

соответственно, для верхнего и нижнего полупространства. Направления распространения волн  $\vec{k}_n = (k_{x_n}, k_{y_n}, k_z)$  и  $\vec{\tilde{k}}_n = (k_{x_n}, \tilde{k}_{y_n}, k_z)$  определяются следующими выражениями:

$$k_{x_n} = k_x^{(i)} + nK = k \sin \theta \cos \varphi + nK,$$

$$k_{y_n} = \sqrt{k^2 - k_z^2 - k_{x_n}^2} = \sqrt{\mu - k_{x_n}^2}, \quad \text{Im } k_{y_n} \geq 0,$$

$$\tilde{k}_{y_n} = \sqrt{\hat{\epsilon}k^2 - k_z^2 - k_{x_n}^2} = \sqrt{\tilde{\mu} - k_{x_n}^2}, \quad \text{Im } \tilde{k}_{y_n} \geq 0,$$

$$k_z = k \sin \theta \sin \varphi,$$

где  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $\mu = k^2(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$ ,  $\tilde{\mu} = k^2(\hat{\epsilon} - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$ . Из всей совокупности волн  $\Psi_n$  только конечное число представляет собой распространяющиеся плоские волны, волновые вектора которых  $\vec{k}_n$  лежат на поверхности конуса с осью  $z$  и углом раскрыва  $\beta$ , определяемым из соотношения:

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

Для таких волн  $\text{Im } k_{y_n} = 0$ . Остальные моды являются эванесцентными, т. е. экспоненциально спадающими при удалении от поверхности. Для прошедших волн  $\tilde{\Psi}_n$ , когда  $\text{Im } \hat{\epsilon} \neq 0$ , как это имеет место для воды в микроволновом диапазоне, разница между распространяющимися и эванесцентными модами исчезает.

Граничные условия для тангенциальных компонент полей могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} E_Z = \tilde{E}_Z \\ H_Z = \tilde{H}_Z \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} [\vec{n} \times \vec{E}_\perp] = [\vec{n} \times \vec{\tilde{E}}_\perp] \\ [\vec{n} \times \vec{H}_\perp] = [\vec{n} \times \vec{\tilde{H}}_\perp] \end{cases}, \quad (3)$$

где  $\vec{E} = (\vec{E}_\perp, E_Z)$ ,  $\vec{H} = (\vec{H}_\perp, H_Z)$  — поле над границей раздела сред;

$\vec{\tilde{E}} = (\vec{\tilde{E}}_\perp, \tilde{E}_Z)$ ,  $\vec{\tilde{H}} = (\vec{\tilde{H}}_\perp, \tilde{H}_Z)$  — поле под границей раздела;

$\vec{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности.

Перейдем к другой форме записи (3):

$$\begin{cases} (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_\perp E_Z) = \hat{\epsilon} f (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_\perp \tilde{E}_Z) - e [\vec{n} \times \vec{\nabla}_\perp \tilde{H}_Z]_Z \\ (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_\perp H_Z) = f (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_\perp \tilde{H}_Z) - e [\vec{n} \times \vec{\nabla}_\perp \tilde{E}_Z]_Z \end{cases}, \quad (4)$$

где  $f = \frac{k_\perp^2}{k_\perp^2} = \frac{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{\hat{\epsilon} - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi} = \frac{\mu}{\tilde{\mu}}$ ,  $e = (1 - f) \sin \theta \sin \varphi$ .

Граничные условия (2)–(4) позволяют решить задачу определения излучательной способности шероховатой поверхности аналитически с помощью метода малых возмущений (ММВ).

В рамках этого приближения неровности считаются пологими и малыми по сравнению с длиной электромагнитной волны  $\lambda$ . Рассмотрим поверхность с периодическим возмущением вида:

$$y = \xi(x) = a \cos Kx, \quad (5)$$

тогда условия применимости ММВ запишутся в виде  $Ka \ll 1$  и  $ka \ll 1$ , где  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ . Для пологих неровностей вектор единичной нормали к поверхности равен

$$\vec{n} = \left( -\xi', 1 - \frac{\xi'^2}{2}, 0 \right) \quad (6)$$

Как было показано в [3], для правильного решения задачи необходим учет некоторых членов второго порядка малости относительно малого параметра  $\alpha \sim ka \sim Ka$ . Этот факт можно проиллюстрировать следующим образом. В нулевом приближении дифракционному полю соответствует зеркально отраженная от поверхности  $y(x) = 0$  волна. В первом порядке теории возмущений при переносе граничных условий с  $y = \xi(x)$  на  $y = 0$  возникает модуляция полей и их производных на поверхности множителями типа  $\xi(x) = \frac{a}{2}(e^{ikx} + e^{-ikx})$  и  $\xi'(x)$ , что приводит к появлению двух дифракционных максимумов первого порядка. Во втором порядке теории возмущений аналогичная модуляция

множителями вида  $\xi^2(x) = \frac{a^2}{4}(e^{2ikx} + e^{-2ikx} + 2)$  и  $\xi'^2(x)$  (но не  $\xi(x)\xi'(x)$ ) приводит к образованию двух дифракционных максимумов второго порядка и, что важно, добавки к зеркальному максимуму порядка  $\alpha^2$ ; при учете рассеянной мощности максимумы первого порядка  $|A_{\pm 1}|^2$  и поправки к зеркальному максимуму  $\text{Re}(A_0 A_2^*)$  дадут вклад одного порядка  $\alpha^2$ .

Итак, с точностью до  $\alpha^2$  запишем поля  $\psi = \{E_Z, H_Z\}$  и  $\tilde{\psi} = \{\tilde{E}_Z, \tilde{H}_Z\}$  в виде суммы невозмущенных полей  $\psi^{(0)}$  и  $\tilde{\psi}^{(0)}$  и малых возмущений:

$$\psi = \psi^{(i)} + \psi^{(0)} + \frac{ika}{2}\psi^{(1)} + \left(\frac{ka}{2}\right)^2\psi^{(2)}, \quad (7)$$

$$\tilde{\psi} = \tilde{\psi}^{(0)} + \frac{ika}{2}\tilde{\psi}^{(1)} + \left(\frac{ka}{2}\right)^2\tilde{\psi}^{(2)}, \quad (8)$$

где  $\psi^{(i)} = \{E_Z^{(i)}, H_Z^{(i)}\}$  — падающая плоская электромагнитная волна.

Для единичной падающей электромагнитной волны, поляризация которой определяется углом  $\tau$  между вектором  $\vec{E}^{(i)}$  падающей волны и плоскостью падения,  $z$ -компоненты полей равны

$$\begin{cases} E_Z^{(i)} = \frac{\sqrt{\mu}}{k} \sin(\chi - \tau) \\ H_Z^{(i)} = \frac{\sqrt{\mu}}{k} \cos(\chi - \tau), \end{cases} \quad (9)$$

где  $\chi$  находится из условия  $\text{tg } \chi = \text{tg } \varphi \cos \theta$ . Поскольку далее результат будет нормирован на мощность падающей волны, возьмем для простоты волну следующей амплитуды:

$$\begin{cases} E_Z^{(i)} = \sin(\chi - \tau) \\ H_Z^{(i)} = \cos(\chi - \tau). \end{cases} \quad (10)$$

Затем значения полей  $\psi^{(n)}$  и  $\tilde{\psi}^{(n)}$  на поверхности (5) выразим через их значения на плоской поверхности  $y = 0$ :

$$\psi^{(n)} \Big|_{y=\xi(x)} = \psi^{(n)} \Big|_{y=0} + \xi \frac{d\psi^{(n)}}{dy} \Big|_{y=0} + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{d^2\psi^{(n)}}{dy^2} \Big|_{y=0} \quad (11)$$

и аналогично можно записать  $\tilde{\psi}^{(n)}$ , удерживая лишь члены нужного порядка.

Рассмотрим зеркально рассеянную волну и две моды первого порядка.

Тогда для волны нулевого порядка

$$\begin{cases} E^{(0)} = U_0 E^{(i)} + W_0 H^{(i)} \\ H^{(0)} = V_0 H^{(i)} - W_0 E^{(i)}, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$V_0 = \frac{g_0 \tilde{d}_0 - (eS_0)^2}{\omega_0}, \quad U_0 = \frac{\tilde{g}_0 d_0 - (eS_0)^2}{\omega_0}, \quad W_0 = \frac{2eS_0 C_0}{\omega_0},$$

$$S_0 = \frac{k_{X0}}{k} = \sin \theta \cos \varphi, \quad S_{\pm} = \frac{k_{X\pm 1}}{k} = \sin \theta \cos \varphi \pm \frac{K}{k}, \quad C_0 = \frac{k_{Y0}}{k} = \cos \theta,$$

$$C_{\pm} = \frac{k_{Y\pm 1}}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{k^2} - S_{\pm}^2}, \quad \text{Im } C_{\pm} \geq 0,$$

$$\tilde{C}_{\pm} = \frac{\tilde{k}_{Y\pm 1}}{k} = \sqrt{\frac{\tilde{\mu}}{k^2} - S_{\pm}^2}, \quad \text{Im } \tilde{C}_{\pm} \geq 0,$$

$$g_j = c_j - f \tilde{c}_j, \quad \tilde{g}_j = c_j - \dot{\epsilon} f \tilde{c}_j,$$

$$d_j = c_j + f \tilde{c}_j, \quad \tilde{d}_j = c_j + \dot{\epsilon} f \tilde{c}_j, \quad (12a)$$

$$\omega_j = d_j \tilde{d}_j + (eS_j)^2, \quad j = \begin{cases} + \\ 0 \\ - \end{cases}$$

Можно показать, что выражение (12) соответствует волне, отраженной от плоской поверхности с диэлектрической проницаемостью  $\dot{\epsilon}$ . Здесь и далее опускаем для краткости индекс  $z$  у полей  $E$  и  $H$ , помня, что речь идет о  $z$ -компонентах.

Учет поправок первого порядка дает амплитуду рассеянных мод первого порядка:

$$\begin{cases} E_{\pm}^{(1)} = \frac{d_{\pm}}{\omega_{\pm}} E_{\pm}^{(i)} + \frac{eS_{\pm}}{\omega_{\pm}} H_{\pm}^{(i)} \\ H_{\pm}^{(1)} = \frac{\tilde{d}_{\pm}}{\omega_{\pm}} H_{\pm}^{(i)} - \frac{eS_{\pm}}{\omega_{\pm}} E_{\pm}^{(i)}, \end{cases} \quad (13)$$

где  $E_{\pm}^{(i)}$  и  $H_{\pm}^{(i)}$  равны:

$$\begin{cases} E_{\pm}^{(i)} = E^{(0+i)} \left[ \frac{\mu}{k^2} (\dot{\epsilon} - 1) + S_0 S_{\pm} (1 - \dot{\epsilon} f) - \dot{\epsilon} f \tilde{C}_0 \tilde{C}_{\pm} \right] - \\ \quad - E^{(0-i)} \dot{\epsilon} f C_0 \tilde{C}_{\pm} + H^{(0-i)} e C_0 S_{\pm} \\ H_{\pm}^{(i)} = H^{(0+i)} \left[ S_0 S_{\pm} (1 - f) - f \tilde{C}_0 \tilde{C}_{\pm} \right] - \\ \quad - H^{(0-i)} f C_0 \tilde{C}_{\pm} - E^{(0-i)} e C_0 S_{\pm}, \end{cases} \quad (13a)$$

где  $E^{(0\pm i)} = E^{(0)} \pm E^{(i)}$ ,  $H^{(0\pm i)} = H^{(0)} \pm H^{(i)}$ .

Второй порядок ММВ дает следующую поправку к зеркальному максимуму:

$$\begin{cases} E^{(2)} = \frac{d_0}{\omega_0} E_2^{(i)} + \frac{eS_0}{\omega_0} H_2^{(i)} \\ H^{(2)} = \frac{\tilde{d}_0}{\omega_0} H_0^{(i)} - \frac{eS_0}{\omega_0} E_2^{(i)}, \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{где } E_2^{(i)} = & \dot{\epsilon} f \tilde{C}_0 (\tilde{C}_+ + \tilde{C}_- - 2\tilde{C}_0) [C_0 E^{(0-i)} + \tilde{C}_0 E^{(0+i)}] + \\ & + \left( \frac{\mu}{k^2} - S_+ S_- \right) [C_0 E^{(0-i)} + \dot{\epsilon} f \tilde{C}_0 E^{(0+i)}] - \\ & - e S_0 \left[ H_+^{(1)} C_+ + H_-^{(1)} C_- + \left( \frac{\mu}{k^2} - S_+ S_- \right) H^{(0+i)} \right] + \\ & + E_-^{(1)} \left[ \dot{\epsilon} f \tilde{C}_0 (C_- + \tilde{C}_-) - S_- S_0 (1 - \dot{\epsilon} f) - \frac{\mu}{k^2} (\dot{\epsilon} - 1) \right] + \\ & + E_+^{(1)} \left[ \dot{\epsilon} f \tilde{C}_0 (C_+ + \tilde{C}_+) - S_+ S_0 (1 - \dot{\epsilon} f) - \frac{\mu}{k^2} (\dot{\epsilon} - 1) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_2^{(i)} = & f \tilde{C}_0 (\tilde{C}_+ + \tilde{C}_- - 2\tilde{C}_0) [C_0 H^{(0-i)} + \tilde{C}_0 H^{(0+i)}] + \\ & + \left( \frac{\mu}{k^2} - S_+ S_- \right) [C_0 H^{(0-i)} + f \tilde{C}_0 E^{(0+i)}] + \\ & + e S_0 \left[ E_+^{(1)} C_+ + E_-^{(1)} C_- + \left( \frac{\mu}{k^2} - S_+ S_- \right) E^{(0+i)} \right] + \\ & + H_-^{(1)} \left[ f \tilde{C}_0 (C_- + \tilde{C}_-) - S_- S_0 (1 - f) \right] + \\ & + H_+^{(1)} \left[ f \tilde{C}_0 (C_+ + \tilde{C}_+) - S_+ S_0 (1 - f) \right]. \end{aligned}$$

После того как из соотношений (12)–(14) найдены последовательно нулевой, первый и второй порядки рассеянного поля, приращение коэффициента излучения поверхности (5) находится как

$$\Delta \alpha = \alpha - \alpha_0 = (ka)^2 \delta \left( \dot{\epsilon}, \frac{A}{\lambda}, \theta, \varphi, \tau \right), \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \delta = & -\frac{1}{4} \text{Re} \left\{ 2 \left( E^{(0)} E^{(2)*} + H^{(0)} H^{(2)*} \right) + \frac{C_+}{C_0} \left( |E_+^{(1)}|^2 + |H_+^{(1)}|^2 \right) + \right. \\ & \left. + \frac{C_-}{C_0} \left( |E_-^{(1)}|^2 + |H_-^{(1)}|^2 \right) \right\}. \end{aligned}$$

Можно показать, что в предельном случае  $\varphi = 0$ , т. е. когда падающая и рассеянные волны находятся в плоскости осей  $X$  и  $Z$ , полученные соотношения переходят в известные формулы, приведенные в [4].

На рис. 2 представлены рассчитанные по формулам (12)–(15) зависимости приращения излучательной способности  $\delta$  (в относительных единицах, одинаковых для вертикальной и горизонтальной поляризации) от относительного периода неровностей  $\lambda/\Lambda$ . Рис. 2а соответствует вертикальной поляризации ( $\tau = 0$ ), рис. 2б — горизонтальной ( $\tau = \pi/2$ ). Пять различных кривых соответствуют различным углам наблюдения  $\theta$ : 0, 20, 40, 60 и 80°; азимутальный угол  $\varphi = 0$ . Диэлектрическая проницаемость среды для данных, представленных на этом и двух последующих рисунках, взята равной (17.92 +  $i$ ·28,46), что соответствует пресной воде при 20 °С на длине электромагнитной волны  $\lambda = 0,8$  см. На рисунках хорошо видны резонансные проявления зависимостей  $\delta$ , положение которых определяется выражением:

$$\rho^2 + 2\rho \sin \theta \cos \varphi - \cos^2 \theta = 0, \text{ где } \rho = n \frac{\lambda}{A}, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (16)$$

Общий вид приведенных кривых согласуется с аналогичными зависимостями, полученными в [3].

На рис. 3 приведены угловые зависимости приращений излучательной способности на вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризации для различных отношений длин электромагнитных волн и неровностей. Как и на рис. 2, волновой вектор неровностей совпадает с плоскостью падения волны ( $\varphi = 0$ ). Вновь бросается в глаза различие зависимостей на двух поляризациях. На горизонтальной поляризации наблюдаются относительно небольшие скачки при значениях углов, соответствующих резонансным условиям, в то время как на вертикальной поляризации на этих же углах наблюдаются резкие пики, как и на рис. 2. Характерной особенностью угловых зависимостей на вертикальной поляризации является также смена знака приращения излучательной способности при углах около  $45^\circ$ . Соответственно, при таких углах радиояркая температура на вертикальной поляризации будет мало чувствительна к изменениям амплитуды неровностей. В дистанционном зондировании этот факт (слабая зависимость радиояркой температуры морской поверхности на вертикальной поляризации от скорости ветра при углах зондирования около  $50^\circ$ ) известен из экспериментов довольно давно, и не случайно многие спутниковые радиометры (SMMR, SSM/I, AMSR) используют угол встречи луча с Землей порядка  $50\text{--}55^\circ$ .

На рис. 4 приведены зависимости приращения излучательной способности  $\delta$  на углах зондирования  $\theta$ , равных  $20^\circ$  (а) и  $40^\circ$  (б), от азимутального угла  $\varphi$  между плоскостью падения электромагнитной волны и волновым вектором неровностей. Построены приращения на вертикальной и горизонтальной поляризации, а также разность приращений на двух линейных поляризациях, повернутых на  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$  относительно вертикальной (что соответствует в формулах (9), (10), (15) значениям  $\tau = \pi/4$  и  $\tau = -\pi/4$ ). Соотношение длин волн (электромагнитной и неровностей) выбрано фиксированным  $\Lambda/\lambda = 1,5$ . Для такого соотношения длин волн в двумерном случае ( $\varphi = 0$ ) на вертикальной поляризации резонансный угол близок к  $20^\circ$ , что и видно на рис. 4а. На горизонтальной поляризации, по сравнению с двумерным случаем, картина явления существенно более сложная; в частности, как видно из рис. 4б, для угла наблюдения  $\theta = 40^\circ$  наблюдаются резонансы на азимутальных углах вблизи  $\varphi \approx 90^\circ$ . Необходимо также обратить внимание на то, что, если азимутальные зависимости для вертикальной

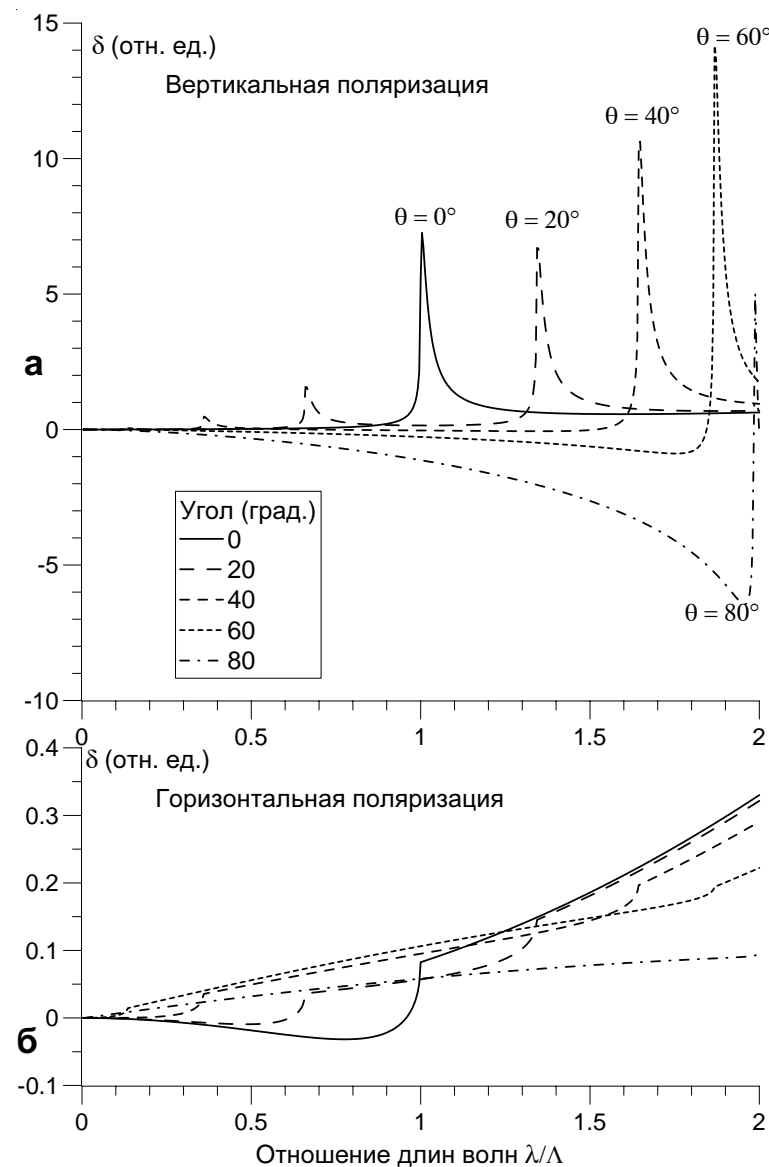
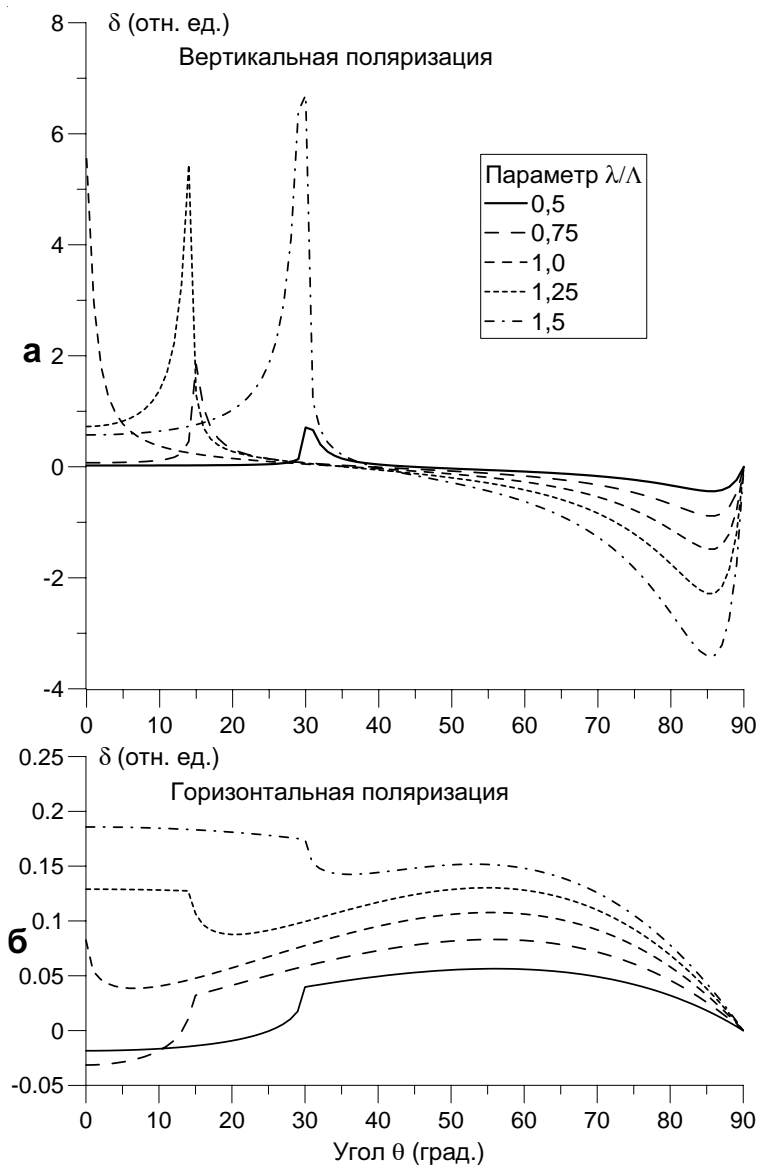
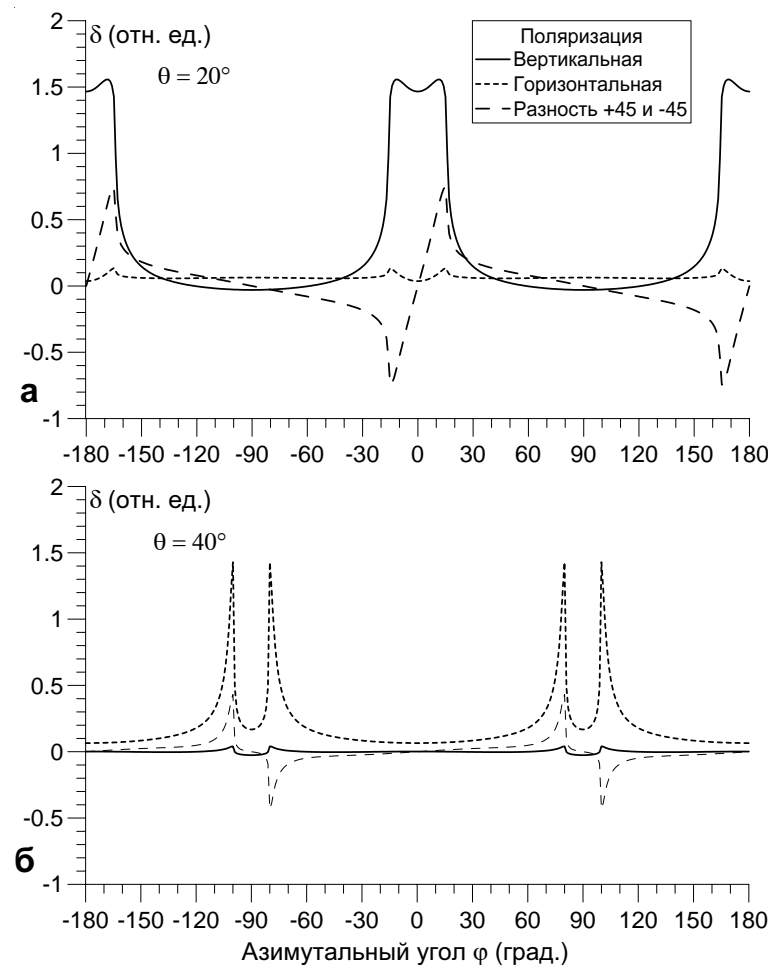


Рис. 2. Приращение излучательной способности на вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризации в зависимости от отношения длин волн для углов зондирования  $0, 20, 40, 60$  и  $80^\circ$  от надира



**Рис. 3.** Приращение излучательной способности на вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризации в зависимости от углов зондирования для различных относительных длин волн неровностей



**Рис. 4.** Зависимость приращения излучательной способности на углах зондирования 20 (а) и 40° (б) от азимутального угла  $\phi$  на вертикальной и горизонтальной поляризации, а также разность между поляризациями, повернутыми на +45 и -45° относительно вертикальной



и горизонтальной поляризации являются четными функциями азимутального угла (т. е. симметричны относительно  $\varphi = 0$ ), то для разности двух повернутых на  $\pm 45^\circ$  поляризаций зависимость от азимутального угла является нечетной функцией (т. е. кривые антисимметричны относительно  $\varphi = 0$ ).

Итак, для поверхности с малыми синусоидальными неровностями вида (5) ММВ позволяет получить аналитические выражения для изменения излучательной способности поверхности на произвольных поляризациях и углах наблюдения (вертикальном и азимутальном). В тепловом радиоизлучении такой поверхности наблюдаются ярко выраженные резонансные особенности в случае, когда длина электромагнитной волны близка к длине волны синусоидального возмущения поверхности (эффект Эткина – Кравцова).

Рассмотрим теперь шероховатую случайную поверхность произвольного вида  $y = \xi(x, z)$ . Однако, по-прежнему, для применимости ММВ необходимо, чтобы выполнялись условия  $k \max |\xi(x, z)| \ll 1$  и

$\max |\nabla \xi(x, z)| \ll 1$ , где  $\nabla = \hat{x} \frac{d}{dx} + \hat{z} \frac{d}{dz}$ . Из общих соображений следует,

что в первом приближении метода малых возмущений на поверхности  $y = 0$  возникает модуляция полей членами типа  $\xi(x, z)$  и  $\nabla \xi(x, z)$ , а при учете поправок второго порядка малости вклад дадут члены типа  $\xi^2(x, z)$  и  $(\nabla \xi(x, z))^2$ . Так, во втором порядке мы рассматриваем только члены, которые не дают модуляции полей на плоскости  $y = 0$ , т. е. учитываем только поправки к зеркальному максимуму, членов типа  $\xi \nabla \xi$  не возникает. Если направление распространения зеркального максимума задается вектором  $\vec{l}_0$  в плоскости  $(x, z)$  —  $\vec{k}_0 = \vec{l}_0 + \hat{y} \sqrt{k^2 - l_0^2}$ ,

то амплитуда рассеянной в плоскости  $\vec{l}$ , а точнее, в направлении  $\vec{k}_0 = \vec{l} + \hat{y} \sqrt{k^2 - l^2}$ , волны в первом приближении будет определяться только соответствующей гармоникой поверхности  $\vec{K}$ :  $\vec{l} = \vec{l}_0 + \vec{K}_0$ . Так

как поля, соответствующие различным  $\vec{K}$ , распространяются в разных направлениях, то при подсчете рассеянной мощности они складываются не когерентно, т. е. в этом приближении различные гармоники поверхности рассеивают каждая в своем направлении независимо.

Что касается членов порядка  $\xi^2$  и  $(\nabla \xi)^2$ , то учитывается только их нулевая гармоника в выражении вида  $\text{Re}(\psi^{(0)} \psi^{(2)*})$ , т. е. линейном отно-

сительно  $\xi^2$  и  $(\nabla \xi)^2$ . Благодаря этому и здесь член  $\text{Re}(\psi^{(0)} \psi^{(2)*})$  представляет собой сумму соответствующих независимых слагаемых, определяемых различными поверхностными гармониками.

Итак, в данном приближении излучательная способность поверхности вида  $y = \xi(x, z)$  представляет собой сумму соответствующих величин для гармоник, составляющих поверхность. Данное утверждение в совокупности с выражениями (10)–(15) решает задачу нахождения излучательной способности шероховатой поверхности в рамках ММВ.

Интересно отметить, что в данном приближении излучательная способность не зависит от фаз гармоник, составляющих поверхность. В проведенном выше рассуждении существенно, что рассматриваются гармоники с различными  $\vec{K}$ , что обуславливает их некогерентное сложение. Волны же с равными  $\vec{K}$  (например,  $y_1 = a \cos \vec{K}_1 \vec{z}$  и  $y_2 = -a \cos \vec{K}_1 \vec{z}$ ) должны рассматриваться как одна волна, т. е. складываться когерентно.

На основе приведенных выше формул В.Г. Ирисовым был разработан комплекс алгоритмов и программ для электродинамических расчетов. Этот комплекс, в свою очередь, был модифицирован Ю.Г. Трохимовским для расчета приращений радиояркостной температуры, вызываемых периодическими возмущениями водной поверхности в описываемом лабораторном эксперименте, и сравнения результатов модельных расчетов с экспериментальными данными. Важной особенностью разработанного программного пакета является возможность расчета радиояркостных контрастов на произвольной поляризации, что позволяет сопоставить результаты моделирования с измеренными поляризационными параметрами (параметрами Стокса) теплового микроволнового излучения водной поверхности.

### Описание частично поляризованного теплового радиоизлучения с помощью параметров Стокса

Поляризационные характеристики теплового радиоизлучения естественных земных покровов существенно различаются для различных типов подстилающей поверхности. В том случае, когда поверхности присущ характер диффузного излучателя (например, густая растительность), излучение оказывается неполяризованным, а радио-

яркостная температура  $T_{br}$  равна термодинамической  $T_0$ . Напротив, собственное тепловое радиоизлучение водной поверхности при углах зондирования, отличных от надира, является существенно поляризованным, что связано с различием коэффициентов Френеля для электромагнитных волн вертикальной и горизонтальной поляризации.

В общем случае тепловое радиоизлучение водной поверхности является частично поляризованным. Для описания частично поляризованных волн на практике часто используют параметры Стокса ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ), определяемые следующим образом [19]:

$$\begin{aligned} S_0 &= \overline{|E_x|^2} + \overline{|E_y|^2}; & S_1 &= \overline{|E_x|^2} - \overline{|E_y|^2} \\ S_2 &= \overline{E_x E_y^*} + \overline{E_x^* E_y}; & S_3 &= i \left( \overline{E_x E_y^*} - \overline{E_x^* E_y} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

(черта сверху означает статистическое усреднение; \* — комплексное сопряжение;  $E_x, E_y$  — ортогональные компоненты электрического поля). Статистическое усреднение, как правило, заменяется на усреднение по времени, исходя из предположения об эргодичности процесса. В дальнейшем речь будет идти о пассивной поляриметрии, где время накопления сигнала существенно превосходит время корреляции, и, следовательно, указанное выше предположение будет вполне справедливым.

Параметры Стокса имеют вполне ясный физический смысл. Первый параметр,  $S_0$ , соответствует полной мощности электромагнитного излучения, в то время как остальные три параметра описывают его поляризационное состояние:  $S_1$  и  $S_2$  описывают мощность линейно поляризованной компоненты и направление ее плоскости поляризации в некотором ортогональном базисе, определяемом осями  $x$  и  $y$ , а  $S_3$  — мощность и направление поляризованной по кругу компоненты.

Параметры Стокса связаны между собой соотношением:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = m^2 S_0^2 \leq S_0^2, \quad (18)$$

где  $m$  — степень поляризации. Когда волна полностью поляризована ( $m = 1$ ), соотношение (18) будет точным равенством. Для полностью неполяризованной волны ( $m = 0$ )

$$S_1 = S_2 = S_3 = 0. \quad (19)$$

Для параметров Стокса имеет место свойство аддитивности, т. е. параметры Стокса независимых частично поляризованных волн складываются между собой. Следовательно, частично поляризованную

волну можно разложить на полностью поляризованную и полностью неполяризованную компоненты, что можно записать в следующем символическом векторном виде:

$$\begin{aligned} \vec{S} &= (S_0, S_1, S_2, S_3) = \left( \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}, S_1, S_2, S_3 \right) + \\ &+ \left( S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}, 0, 0, 0 \right). \end{aligned} \quad (20)$$

В монографии [20] показано, что параметры Стокса теплового радиоизлучения также могут быть определены путем измерения радиояркостной температуры на нескольких базисных поляризациях:

$$\begin{aligned} S_0 &= \frac{T_x + T_y}{T_0} C; & S_1 &= \frac{T_x - T_y}{T_0} C; \\ S_2 &= \frac{T_{45} - T_{-45}}{T_0} C; & S_3 &= -\frac{T_l - T_r}{T_0} C, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $T_x, T_y$  — радиояркостные температуры, измеренные на ортогональных линейных поляризациях;  $T_{45}, T_{-45}$  — то же, но на линейных поляризациях, повернутых на  $\pm 45^\circ$  относительно оси  $X$ ;  $T_l, T_r$  — радиояркостные температуры, измеренные на левой/правой круговой поляризации;  $T_0$  — термодинамическая температура;  $C$  — коэффициент пропорциональности. Такое представление позволяет опираться на традиционно используемое в дистанционном зондировании Земли понятие радиояркостной температуры и использовать соответствующие методы ее измерения с помощью СВЧ-радиометров.

Мы в дальнейшем в настоящей работе будем пользоваться часто употребляемыми на практике модифицированными параметрами Стокса [21]:  $\vec{S} = (T_v, T_h, T_{45} - T_{-45}, T_r - T_l)$ , где  $T_v$  и  $T_h$  — радиояркостные температуры, измеренные, соответственно, на вертикальной и горизонтальной линейной поляризации. Это позволяет естественным образом использовать принятые в дистанционном зондировании океана радиотепловые измерения на вертикальной и горизонтальной поляризации.

### Экспериментальная установка

Для проведения исследований поляризационных характеристик теплового радиоизлучения водной поверхности была создана экспериментальная установка, внешний вид которой представлен на рис. 5. Она включает в себя приемник излучения с антенной, ванну с водой и служебные устройства.

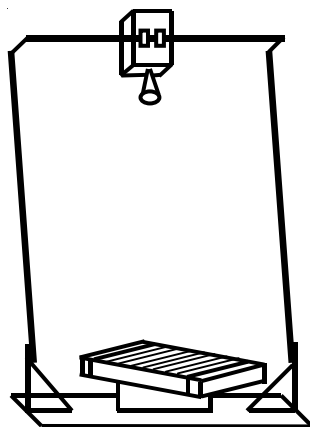


Рис. 5. Внешний вид экспериментальной установки

В качестве приемника излучения использовался радиометр-поляриметр 8-мм диапазона длин волн (центральная частота приемника 37,0 ГГц) с входной полосой  $\Delta f \approx 1,5$  ГГц и флуктуационной чувствительностью  $\delta T \approx 0,15$  К при времени накопления сигнала 1 с [22]. Поляриметр позволял измерять одновременно три первых параметра Стокса теплового радиоизлучения, для чего использовался ферритовый гиратор на эффекте Фарадея. Ступенчатое изменение направления и величины управляющего тока через обмотку гиратора позволяли осуществлять поворот плоскости поляризации принимаемого излучения на углы  $\pm 45$  и  $90^\circ$ . Однако необходимо отметить, что дисперсия электромагнитных волн в круглом волноводе с ферритовым стержнем на оси приводила к появлению заметных погрешностей при повороте плоскости поляризации на угол в  $90^\circ$ . Поэтому для повышения точности определения поляризационных параметров было принято решение о проведении измерений последовательно в вертикальной и горизонтальной плоскости. При этом изменение плоскости

поляризации осуществлялось механически, за счет поворота поляриметра вокруг продольной оси на  $90^\circ$ .

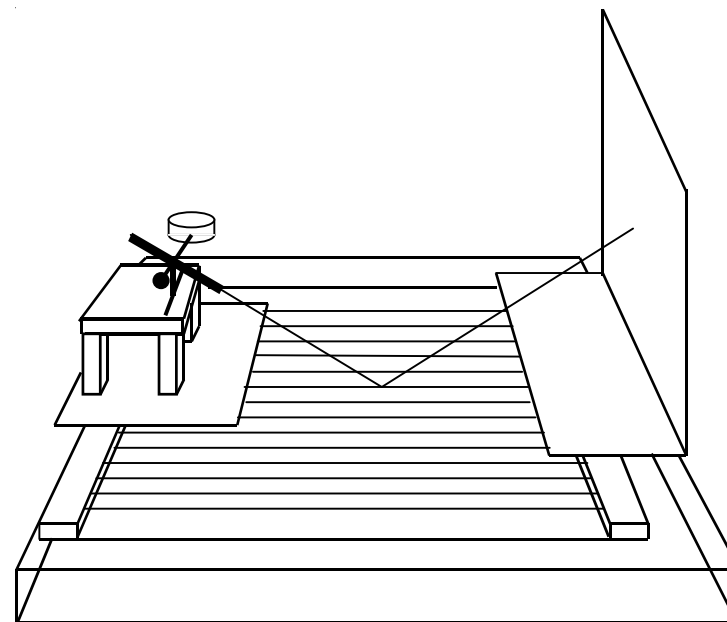


Рис. 6. Ванночка с установленной рамкой с нитями

Объектом исследования была ванна с пресной водой (размеры  $60 \times 60$  см), на поверхности которой создавалась система периодических возвышений с контролируемыми параметрами (рис. 6). Для создания неровностей использовалась жесткая прямоугольная металлическая рамка размером  $43 \times 48$  см с натянутыми параллельно тонкими капроновыми нитями (толщина нитей 0,3 мм, натяжение 15–20 Н). С помощью трех юстировочных винтов плоскость нитей (рамки) устанавливалась чуть ниже уровня поверхности воды, примерно на 0,5–0,6 мм. Затем смоченные водой нити приподнимались над водной поверхностью. За счет сил поверхностного натяжения на поверхности воды возникала периодическая структура, близкая к синусоидальной. Формируемый профиль (рис. 7) описывается уравнением [7]:

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} = \frac{b\rho g}{\sigma} \sqrt{\left(1 + \left(\frac{d\xi}{dx}\right)^2\right)^3} \xi(x), \quad (22)$$

где  $\xi(x)$  — положение границы, отсчитанное от уровня гладкой водной поверхности;  $\rho$  — плотность воды,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $b$  — эмпирический коэффициент, учитывающий искажение формы поверхности за счет взаимного влияния двух близко расположенных нитей.

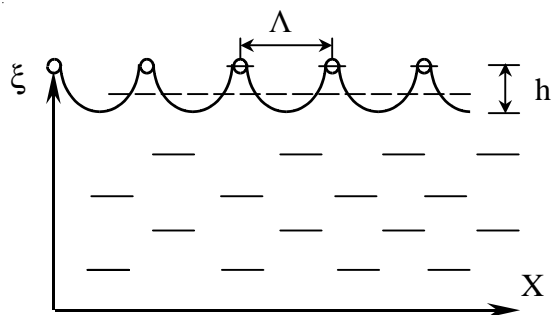


Рис. 7. Профиль неровностей

Решение краевой задачи с граничными условиями  $\frac{d\xi}{dx}\left(\frac{A}{2}\right) = 0$  и

$\xi(0)$  позволило теоретически рассчитывать профили неровностей для различных значений  $\Lambda$  — периода неровностей и  $h$  — высоты поднятия нитей над уровнем гладкой поверхности.

Расстояние между нитями  $\Lambda$  в нашем эксперименте было фиксировано и составляло 12 мм, что примерно в 1,5 раза больше длины электромагнитной волны  $\lambda$ . Для изменения амплитуды формируемых неровностей использовались 3 юстировочных винта. Так как шаг резьбы винтов был известен (0,25 мм), то значение амплитуды неровностей оценивалось по числу оборотов винтов относительно гладкой поверхности воды.

СВЧ-блок радиометра крепился на раме на удалении 1,5 м от поверхности воды. При проведении эксперимента использовалась коническая рупорная антенна с шириной диаграммы направленности  $9^\circ$  по уровню 3 дБ. Пятно диаграммы направленности на поверхности воды составляло 25–30 см, так что оно полностью попадало в площадь, занятую нитями.

Изменение азимутального угла производилось посредством вращения в горизонтальной плоскости специальной автоматизированной поворотной платформы, на которую устанавливалась ванна с водой.

Изменение вертикального угла наблюдения осуществлялось за счет вращения с помощью системы канатов и блоков рамы с закрепленным на ней радиометром таким образом, что при любом угле зондирования антенна была направлена в центр ванны. Для измерения ориентации радиометра относительно надира с точностью  $0,1^\circ$  использовались прецизионные датчики угла (инклинометры).

В ходе проведения эксперимента осуществлялась калибровка всей измерительной аппаратуры. Температура воды и воздуха непрерывно регистрировалась с помощью контактных термисторов. Периодическая проверка показаний термодатчиков и инклинометров проводилась с использованием, соответственно, ртутного термометра и электронного уровня.

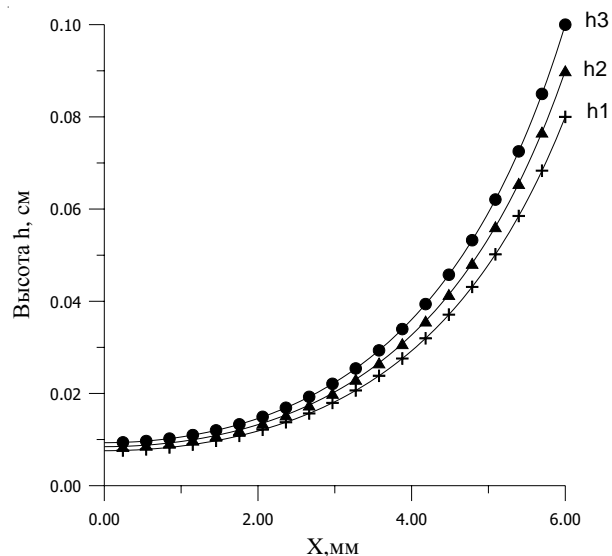
Калибровка радиометра осуществлялась до и после завершения каждого этапа эксперимента, что позволяло увеличить точность полученных данных. В ходе калибровки антенна радиометра сначала направлялась в зенит, а затем на поглотитель микроволнового излучения — абсолютно черное тело (АЧТ), при этом регистрировались напряжения на выходе радиометра ( $U_1$  и  $U_2$ ), соответствующие температурам АЧТ ( $T_1$ ) и излучения неба в зените ( $T_2$ ). Температура АЧТ измерялась с помощью термодатчика, а значение зенитной температуры определялось по методике, описанной в [23]. Причем для расчета зенитной температуры было достаточно знания температуры и относительной влажности воздуха, так как все исследования велись в условиях ясной атмосферы. При обработке экспериментальных результатов с использованием калибровочных значений осуществлялся однозначный переход от напряжений  $U$  на выходе радиометра к значениям радиояркостной температуры  $T$  по формуле:

$$T = \frac{(T_1 - T_2)U + (T_2U_1 - T_1U_2)}{U_1 - U_2} \quad (23)$$

### Измерение профиля поверхности

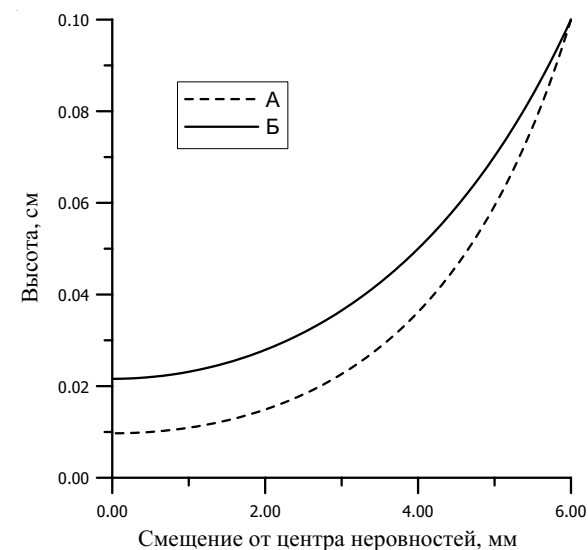
В ходе эксперимента производилось измерение радиотеплового излучения статистически неровной водной поверхности. Как уже отмечалось выше, для более точной интерпретации экспериментальных данных наряду с теоретическими расчетами (22) формируемых профилей производилась и их экспериментальная оценка.

Пример теоретически рассчитанных профилей для периода 12 мм и трех высот — 0,8; 0,9 и 1,0 мм приведен на рис. 8.



**Рис. 8.** Теоретически рассчитанные профили неровностей для  $\Lambda = 12$  мм:  $h_1 = 0,8$  мм;  $h_2 = 0,9$  мм;  $h_3 = 1,0$  мм

Важно отметить, что хорошая сходимость теоретически рассчитанного и экспериментального профилей наблюдалась лишь в случае использования в теоретическом расчете значения  $\sigma$  (коэффициент поверхностного натяжения), равного 40 дин/см<sup>2</sup>. На рис. 9 приведены теоретически рассчитанные профили для  $\sigma = 40$  дин/см<sup>2</sup> и табличного значения для пресной воды  $\sigma = 78$  дин/см<sup>2</sup> при одном и том же значении амплитуды неровностей 1 мм. В ходе эксперимента ванна наполнялась обычной водопроводной водой. Даже наличие в воде примесей ПАВ в разумных концентрациях не может служить причиной столь сильных отличий формы профиля поверхности от расчетной для табличного значения  $\sigma$ . Наиболее вероятной причиной такого отличия следует полагать взаимное влияние близко расположенных нитей, и для учета этого влияния в формулу (22), в отличие от аналогичной формулы работы [7], был введен эмпирический коэффициент  $b = 2$ , который и используется в дальнейших расчетах.



**Рис. 9.** Теоретически рассчитанные профили для  $\sigma = 40$  дин/см<sup>2</sup> (А) и  $\sigma = 78$  дин/см<sup>2</sup> (Б)

Для точного определения профиля исследуемой водной поверхности была использована следующая методика. На верхний край ванны устанавливалась измерительная система, внешний вид которой представлен на рис. 10.

Полупроводниковый лазер был закреплен на оптической скамье (рис. 11), которая позволяла осуществлять перемещение лазера в горизонтальной плоскости в направлении, перпендикулярном натянутым нитям. При этом точность определения положения лазера составляла 0,02 мм. Скамья крепилась к горизонтальным направляющим, образуя жесткую систему с вертикальным экраном. Угол падения луча лазера на поверхность воды составлял порядка 60°. В результате сканирования лучом лазера по поверхности воды отраженный луч проецировался на экране некий профиль. По полученным изображениям (рис. 12), используя простые соотношения, основанные на законах геометрической оптики и элементарной тригонометрии, можно с помощью несложной процедуры перемножения векторов перейти к углам неровностей.



Рис. 10. Внешний вид установки для определения профиля исследуемой поверхности

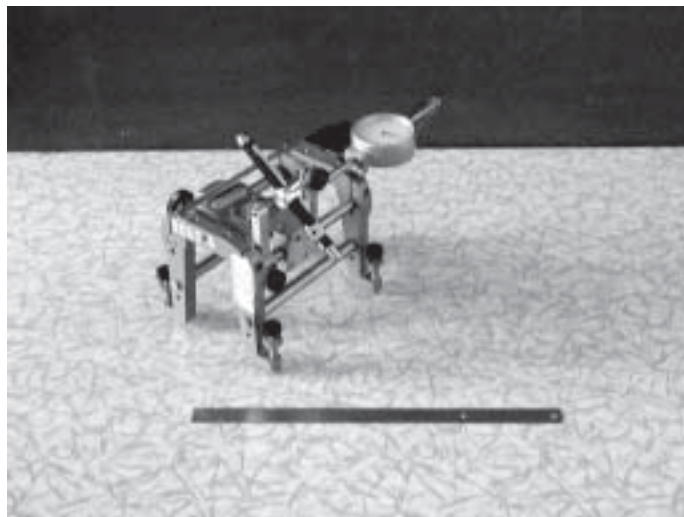


Рис. 11. Скамья с закрепленным п/п лазером

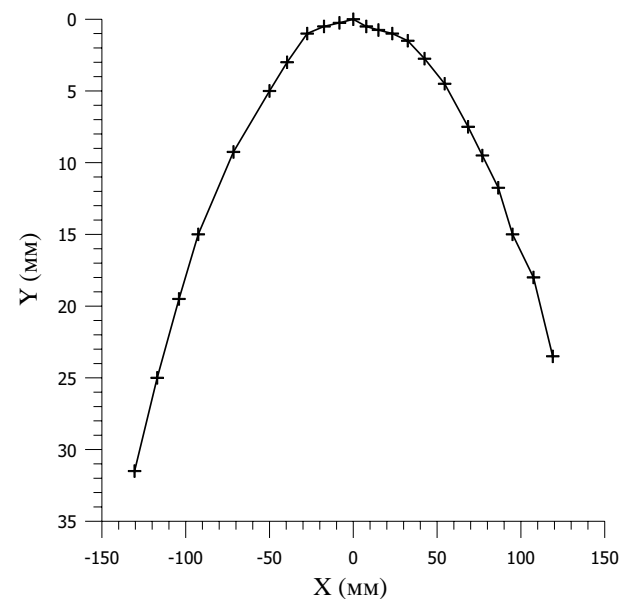


Рис. 12. Профиль, полученный на вертикальном экране в результате сканирования лучом лазера по поверхности воды. Период неровностей 12,2 мм, амплитуда 0,543 мм

Для перехода от получаемых изображений к уклонам неровностей используются следующие соотношения:

$$\vec{n} = \frac{\vec{K} - \vec{K}_0}{|\vec{K} - \vec{K}_0|} \text{ и } \phi = \arccos(\vec{n}, \vec{n}_0), \quad (24)$$

где  $\vec{K}_0$  — единичный вектор, падающий на водную поверхность;  $\vec{K}$  — единичный вектор, отраженный от водной поверхности;  $\vec{n}$  — вектор нормали к водной поверхности в точке падения луча;  $\vec{n}_0$  — вектор нормали к невозмущенной водной поверхности;  $\text{tg}\phi$  — искомый уклон поверхности в данной точке. Рис. 13 наглядно иллюстрирует соотношения вышеуказанных векторов. На рис. 14 приведены экспериментально полученные значения уклонов и соответствующий им профиль.

Сравнение экспериментально полученных профилей с теоретически рассчитанными (рис. 15) позволяет сделать заключение об их хорошем совпадении и о возможности применения предложенной методики для решения подобных задач.

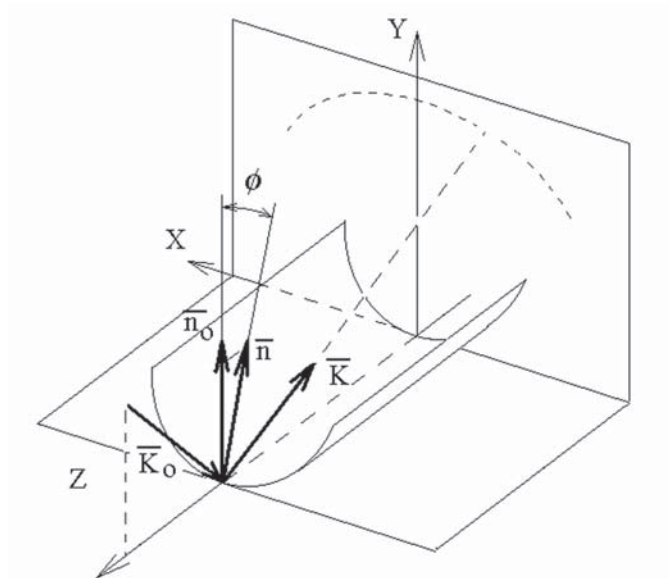


Рис. 13. Соотношение векторов в решаемой задаче

На основе приведенных выше соотношений был построен алгоритм анализа данных нашего эксперимента.

Изображения, полученные в результате сканирования лучом лазера по водной поверхности в трех различных областях рамки (рис. 16), усреднялись. Операция усреднения применялась для уменьшения искажающего влияния таких факторов, как провисание нитей и некоторое искривление рамки в вертикальной плоскости, вызванное натяжением нитей. Далее, по усредненным данным вычислялись значения уклонов (рис. 17) в каждой точке некоего усредненного профиля возвышений.

Как видно из приведенных графиков, с помощью используемого метода невозможно определить форму профиля неровности в непосредственной близости от самих нитей. Это объясняется тем, что при больших значениях уклонов поверхности (т. е. при больших углах отражения луча) регистрация отраженного луча на экране является затруднительной из-за его расфокусировки. Для решения данной проблемы, т. е. для определения формы профиля неровности вблизи нитей, производилась аппроксимация экспериментальных данных теоретически рассчитанными кривыми. Результат подобной операции представлен на рис. 18.

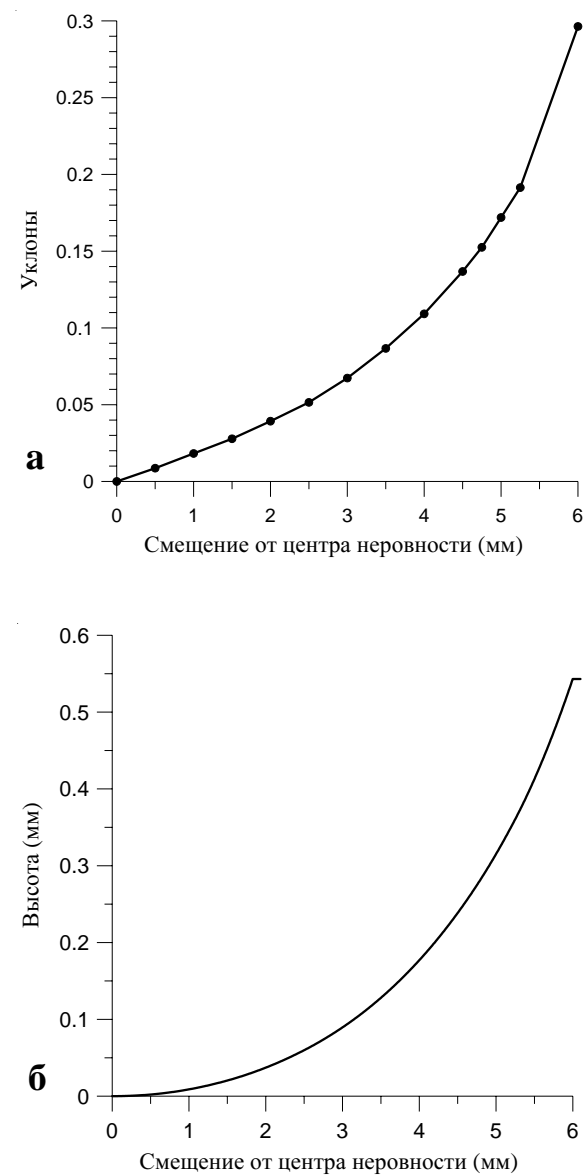
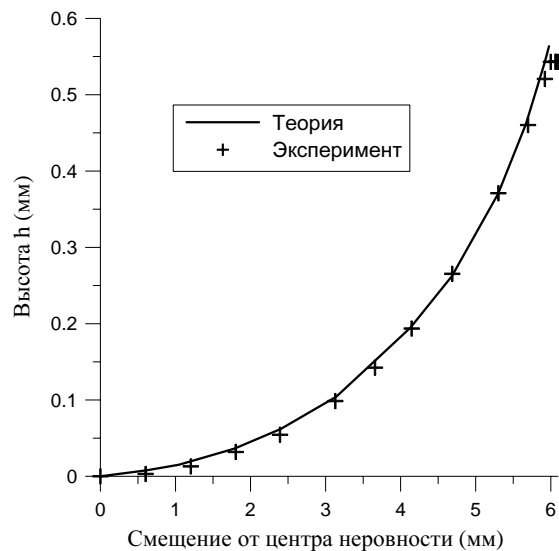
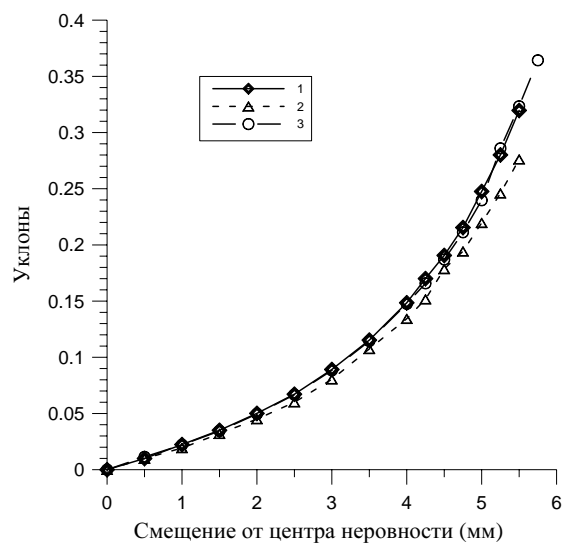


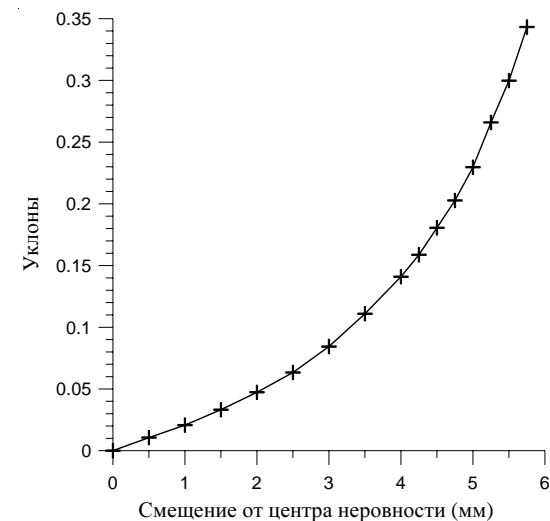
Рис. 14. Экспериментально полученные значения уклонов (а) и восстановленный по ним профиль (б).  $L = 12,2$  мм,  $h = 0,543$  мм



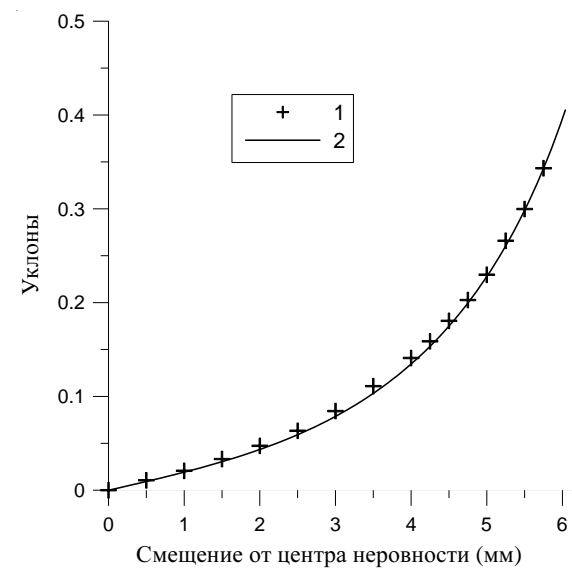
**Рис. 15.** График сравнения экспериментально полученного и теоретически рассчитанного профиля



**Рис. 16.** Уклоны, полученные по результатам измерений профилей в трех различных областях ванны: 1 — центр ванны; 2, 3 — вблизи от левого (по лучу зрения) и ближнего края ванны.



**Рис. 17.** Экспериментально полученные значения уклонов ( $\Lambda = 12,2$  мм,  $h = 0,543$  мм). Зависимость получена путем усреднения результатов измерений в трех точках



**Рис. 18.** Сравнение экспериментально полученных значений уклонов (1) с теоретически рассчитанными (2)



Соответствующая теоретическая кривая подвергалась операции интегрирования, полученные данные принималась за истинный профиль с единственным дополнением: на расстоянии 0,1 мм от вершины функция прекращала свой рост и оставалась постоянной вплоть до  $\Lambda/2$  (рис. 19).

Для каждого профиля выполнялся спектральный анализ методом быстрого преобразования Фурье (БПФ). Было выяснено, что в данном случае достаточно десяти первых гармоник, чтобы описать исследуемый профиль с точностью порядка 1%. Результат фурье-анализа для неровностей с периодом 12,2 мм и высотой 0,54 мм приведен в таблице и на рис. 20. Результаты сравнения исходного профиля и профиля, восстановленного по спектру, приведены на рис. 19.

Далее выполнялись следующие расчеты (для каждого из спектров), которые затем сравнивались с экспериментальными зависимостями:

- Для первых трех параметров Стокса при углах наблюдения 20 и 40° вычислялся вклад десяти первых гармоник в приращение радиояркостной температуры для различных значений азимутальных углов и осуществлялась свертка с ДН антенны. Форма диаграммы направленности антенны аппроксимировалась функцией вида  $\sin x/x$ .

- Для вертикальной и горизонтальной поляризации вычислялся вклад 10 первых гармоник в приращение радиояркостной температуры для различных значений вертикальных углов наблюдения при условии зондирования в плоскости, параллельной волновому вектору поверхностных неровностей, и осуществлялась свертка с ДН антенны.

Коэффициенты Фурье для периодических неровностей высотой 0,543 мм и периодом 12,2 мм

Номер гармоники	Волновое число (рад/мм)	Амплитуда (мм)
1	0,5150152	0,2030259
2	1,03003	0,07336111
3	1,545045	0,03640239
4	2,060061	0,02059327
5	2,575076	0,01407226
6	3,090091	0,009289791
7	3,605106	0,007377869
8	4,120121	0,004882045
9	4,635137	0,004365804
10	5,150152	0,002744795

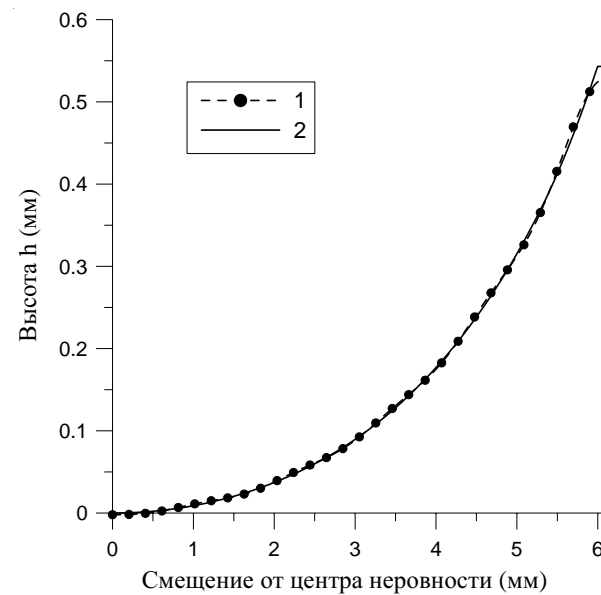


Рис. 19. Исходный профиль (2) и профиль, восстановленный по спектру (1)

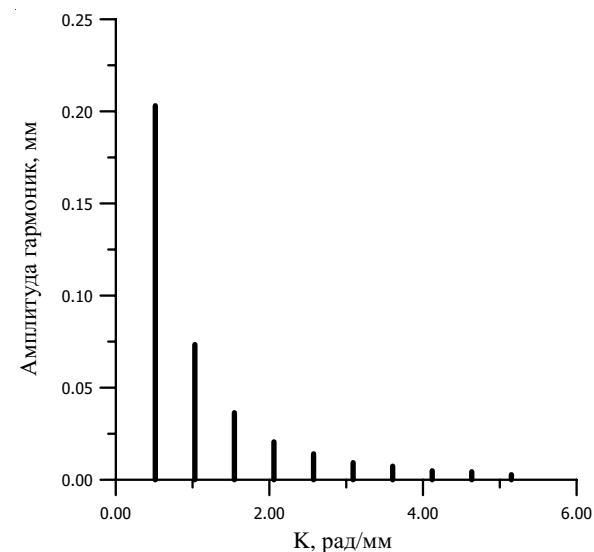


Рис. 20. Спектральные компоненты, полученные в результате фурье-анализа исходного профиля

### Результаты измерений параметров Стокса теплового излучения периодически неровной водной поверхности

В данном разделе представлены результаты сравнения расчетных радиояркостных контрастов с измеренными экспериментально. Под радиояркостным контрастом (или приращением радиояркостной температуры) везде далее понимается разность соответствующих радиояркостных температур, или параметров Стокса, возмущенной и гладкой водной поверхности.

Экспериментальные измерения параметров Стокса теплового радиоизлучения производились на крыше здания ИКИ с помощью описанной выше установки. Было выполнено две серии измерений: в октябре 2000 г. и в сентябре 2001 г. Приведенные на последующих графиках данные относятся к измерениям, проводившимся 21.09.2001 г. приблизительно с 18:00 до 22:20. Погодные условия в этот день благоприятствовали проведению измерений: ветер слабый, порядка 1 м/с; высокие перистые облака не более 5 баллов. Температура воздуха плавно понижалась от 18,8 до 14,3 °С, температура воды также понижалась от 16,5 до 14,3 °С.

Последовательность проведения измерений была нижеследующей. До начала измерения характеристик излучения водной поверхности измерялось излучение атмосферы (угол зондирования менялся от горизонта до зенита и обратно) и излучение АЧТ, находившегося при температуре окружающей среды. Далее нити устанавливались ниже уровня воды и производились угловые измерения второго и третьего параметра Стокса излучения гладкой воды в диапазоне углов от горизонта до надира. Затем производились измерения второго и третьего параметров Стокса излучения гладкой воды на фиксированных углах зондирования 20 и 40°, в то время как ванна с водой плавно вращалась по азимуту в диапазоне более 300°. Эти данные, полученные при измерении излучения гладкой водной поверхности, затем использовались в качестве опорных и вычитались из данных соответствующих измерений излучения неровной поверхности для определения величины радиояркостного контраста, вызываемого неровностями. После этого рамка с нитями приподнималась с помощью юстировочных винтов над поверхностью таким образом, что образовывались периодические неровности высотой около 0,6 мм. Далее проводились радиотепловые измерения на углах 20 и 40° от надира и переменных азимутальных углах, и, наконец, ванна ориентировалась так, чтобы плоскость наблюдения совпадала с волновым вектором неровностей, и проводились радиотепловые измерения в диапазоне вертикальных

углов от горизонта до надира. После этого поляриметр поворачивался вокруг продольной оси на 90°, закреплялся на раме, и весь цикл измерений для той же амплитуды неровностей повторялся, но теперь уже для первого и третьего параметров Стокса. Далее, производилось измерение параметров неровностей по методике, описанной в предыдущем разделе. И, в заключение, измерялись азимутальные и угломестные зависимости первого и третьего параметров Стокса излучения гладкой воды для их использования в качестве опорных данных.

На рис. 21 и 22 представлены примеры полученных экспериментальных данных. На рис. 21 приведена угловая зависимость радиояркостной температуры атмосферы на длине волны 8 мм в диапазоне углов от 12° над горизонтом до зенита. Эти данные использовались впоследствии как для калибровки радиометра (совместно с измеренным излучением АЧТ), так и для учета переотраженного от поверхности излучения атмосферы.

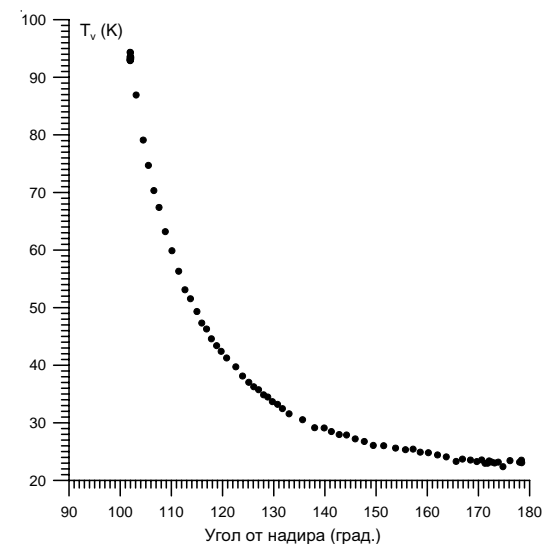
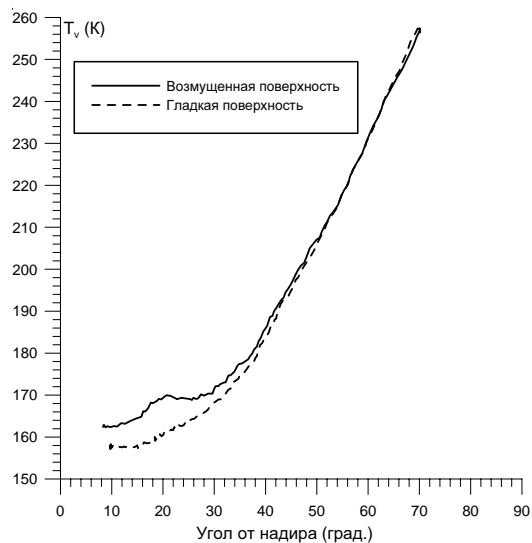


Рис. 21. Зависимость радиояркостной температуры атмосферы на длине волны 8 мм от угла наблюдения

На рис. 22 приведены угловые зависимости (в диапазоне углов от 10 до 70° от надира) радиояркостной температуры на вертикальной поляризации гладкой и возмущенной водной поверхности. В случае возмущенной поверхности, волновой вектор возмущений лежал в плоскости наблюдения. На графике хорошо видно увеличение радио-

яркостной температуры на углах около  $20^\circ$ , вызванное неровностями. Более детальную картину наблюдавшегося эффекта можно получить после вычитания из радиояркостной температуры возмущенной поверхности соответствующих данных для гладкой поверхности.



**Рис. 22.** Зависимость радиояркостной температуры гладкой и взволнованной водной поверхности от угла зондирования

На последующих рисунках представлены результаты сравнения модельных расчетов приращений параметров Стокса теплового излучения воды, вызванных периодическими неровностями, с экспериментальными данными. Как уже упоминалось, при расчете суммировалось приращение, вызванное 10 первыми гармониками экспериментально определенного профиля поверхности. Далее производилось усреднение по диаграмме направленности антенны. Переотраженное от поверхности излучение атмосферы учитывалось для направления зеркального максимума и дифракционных максимумов первого порядка, углы которых  $\theta_{\pm}$  определялись из условия:

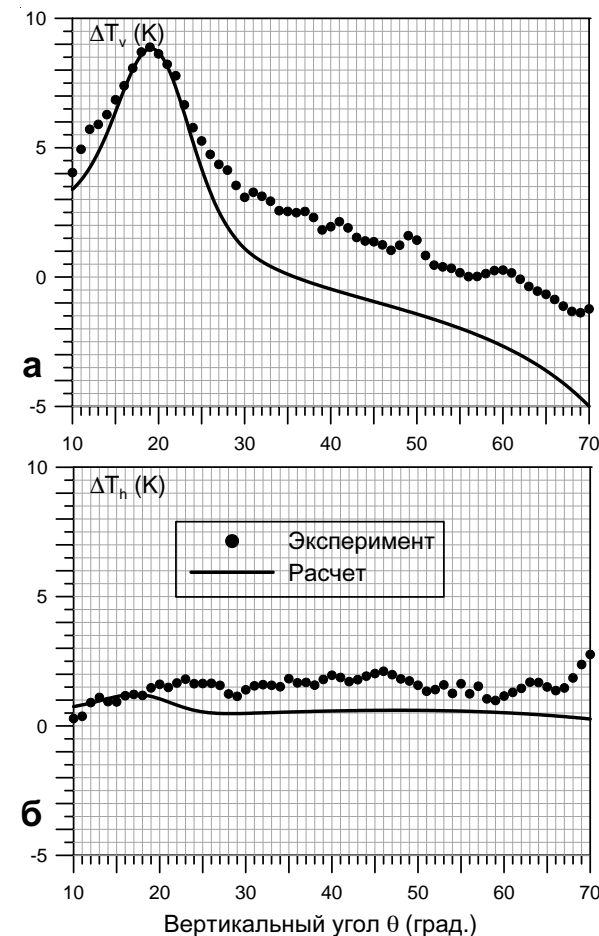
$$\cos^2 \theta_{\pm} = 1 - (\sin \theta \cdot \cos \varphi \pm a_k)^2 - \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \varphi, \quad (25)$$

где  $a_k = k/K$  — относительный период неровностей.

Для более наглядной демонстрации различия проявления эффекта на разных поляризациях масштаб по оси ординат на каждом из пос-

ледующих трех рисунков выбран одинаковым для всех трех параметров Стокса.

На рис. 23 приведены зависимости приращения двух первых параметров Стокса от вертикального угла наблюдения  $\theta$ , отсчитываемого от надира, в том случае, когда плоскость наблюдения была параллельна волновому вектору неровностей ( $\varphi = 0$ ). В соответствии с формулой (1), для соотношения параметров неровностей и электро-

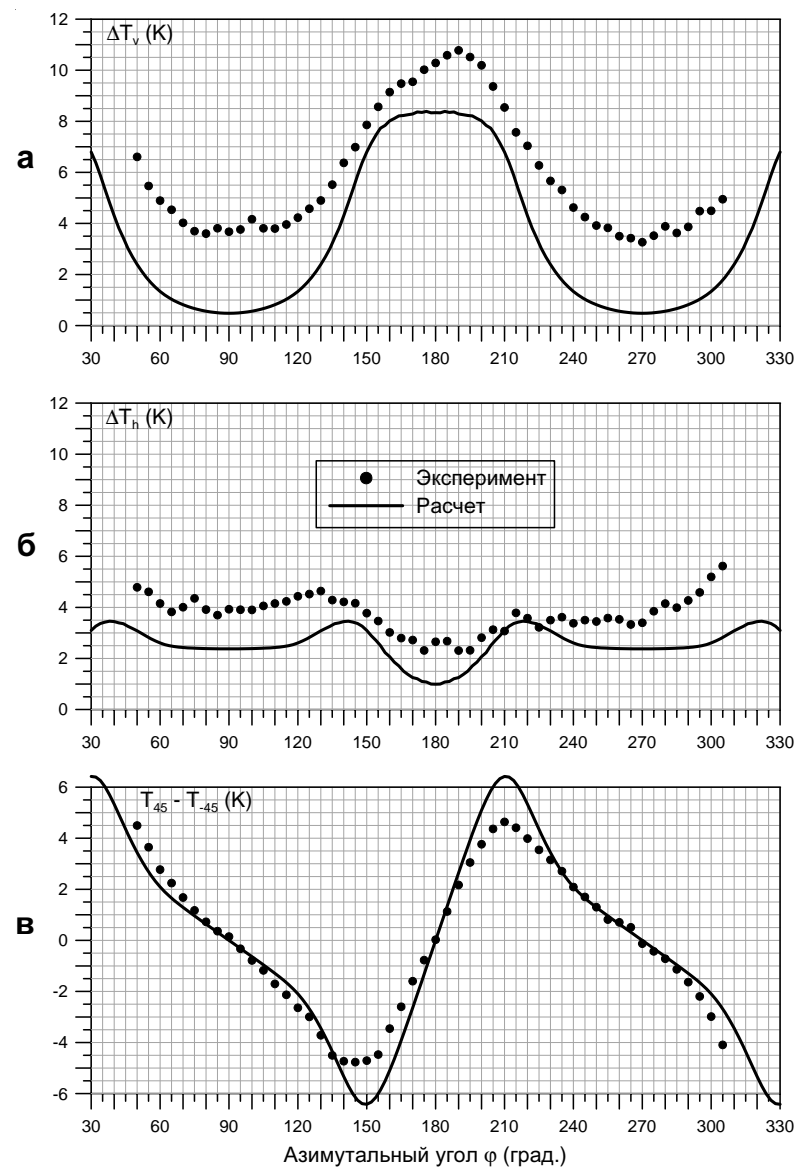


**Рис. 23.** Зависимость приращений первого (а) и второго (б) параметра Стокса возмущенной поверхности от угла зондирования. Точки — эксперимент, сплошная линия — модельный расчет

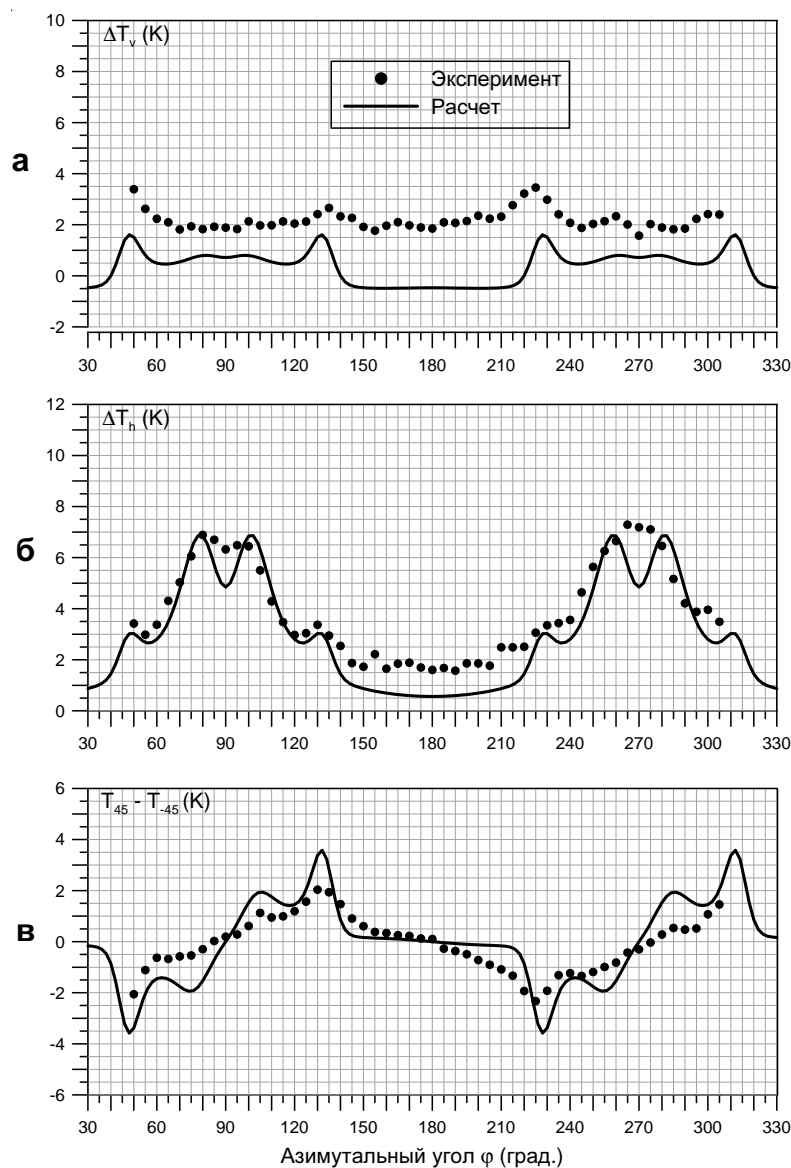
магнитной волны  $\lambda/\Lambda = 0,67$ , как это имело место в нашем эксперименте, резонанс должен наблюдаться при угле зондирования  $\theta = 19,5^\circ$ . Экспериментальные данные наглядно демонстрируют проявление эффекта Эткина – Кравцова, причем наблюдается не только качественное, но и довольно удовлетворительное количественное совпадение модельных расчетов с результатами измерений. Вполне очевидно уже не раз упоминавшееся различие в проявлении эффекта на вертикальной и горизонтальной поляризации. На вертикальной поляризации величина резонансного пика, сглаженного за счет значительной величины ширины антенного луча, достигает, тем не менее, 9 К. На горизонтальной поляризации наблюдаются вариации в пределах 1-2 К, без ярко выраженных резонансов. Отличие результатов расчетов от данных измерений увеличивается по мере увеличения угла, достигая на вертикальной поляризации при настильных углах величины 4 К. Среди возможных причин такого расхождения может быть переотраженное излучение окружающих предметов и элементов конструкций, направление на которые совпадает с дифракционными максимумами. Следует также отметить, что при расчетах с использованием ММВ учитывался только первый порядок теории дифракции. В то же время на экспериментальной кривой для первого параметра Стокса можно проследить присутствие резонанса второго порядка при угле  $\theta = 11^\circ$ , в соответствии с формулой (16), а также еще несколько резонансов более высоких порядков.

На двух последующих рисунках приведены азимутальные зависимости приращений трех параметров Стокса на фиксированных углах наблюдения  $\theta = 20^\circ$  (рис. 24) и  $\theta = 40^\circ$  (рис. 25). Поскольку для гладкой поверхности третий параметр Стокса равен нулю, по оси ординат на рис. 24в и 25в отложена полная величина этого параметра для возмущенной поверхности. Азимутальный угол  $\varphi = 180^\circ$  соответствует случаю, когда плоскость наблюдения параллельна волновому вектору неровностей. Графики первых двух параметров Стокса симметричны относительно этого азимута, а третьего — антисимметричны.

В соответствии с формулой (16), для первой гармоники неровностей углу зондирования  $\theta = 20^\circ$  соответствует резонансный азимут  $\varphi = 16^\circ$ . Действительно, в диапазоне углов  $\varphi = 180 \pm 20^\circ$  (вновь сказывается ширина луча антенны!) наблюдается увеличение первого параметра Стокса до 8 К. Для угла зондирования  $\theta = 40^\circ$  из (16) получается значение резонансного азимутального угла  $\varphi = 80^\circ$ . Однако в этом случае максимальное приращение в 7 К на азимутах  $\varphi = 180 \pm 80^\circ$  достигается не для первого, а для второго параметра Стокса, а в графике для первого параметра Стокса проявляются резонансные особенности,



**Рис. 24.** Зависимость приращений первого (а), второго (б) и третьего (в) параметра Стокса возмущенной поверхности от азимутального угла при вертикальном угле зондирования  $20^\circ$ . Точки — эксперимент, сплошная линия — модельный расчет



**Рис. 25.** Зависимость приращений первого (а), второго (б) и третьего (в) параметра Стокса возмущенной поверхности от азимутального угла при вертикальном угле зондирования  $40^\circ$ . Точки — эксперимент, сплошная линия — модельный расчет

связанные с более высокочастотными гармониками. В целом, достаточно хорошее качественное совпадение на рис. 23–25 результатов модельных расчетов и измерений говорит в пользу применявшейся модели.

Следует отметить, что приведенные экспериментальные результаты выходят за рамки задачи верификации той или иной модели излучения неровной поверхности. Они служат убедительным свидетельством той важной роли, которую играют короткие гравитационно-капиллярные волны в формировании теплового радиоизлучения взволнованной водной поверхности. Периодические неровности с периодом 12 мм и амплитудой всего 0,6 мм привели в описанном эксперименте к увеличению радиояростной температуры на 9 К. В серии экспериментов 2000 года, когда амплитуда неровностей составляла порядка 1,4 мм, было зафиксировано приращение радиояростной температуры порядка 30 К [24].

Реальная взволнованная морская поверхность, безусловно, является гораздо более сложным объектом, чем исследовавшаяся в данном эксперименте модель, и представляет совокупность поверхностных волн самых разных масштабов. При этом результаты как непосредственных наблюдений и оптических съемок, так и дистанционных исследований радиофизическими методами указывают на существование на морской поверхности систем достаточно регулярных гравитационно-капиллярных волн. Это и волны, непосредственно генерируемые порывами ветра на поверхности за счет касательных напряжений, и связанные («паразитные») волны на переднем склоне крутых гравитационных (масштабов дециметров и единиц метров) волн. И те, и другие системы гравитационно-капиллярных волн обладают ярко выраженной азимутальной анизотропией. Полученные нами результаты дают достаточно оснований полагать, что именно эти короткие гравитационно-капиллярные волны служат основной причиной существования азимутальной анизотропии поляризационных параметров теплового радиоизлучения взволнованной поверхности, которая лежит в основе интенсивно разрабатывающихся в последнее время дистанционных методов определения скорости и направления ветра [25–29].

## Заключение

В заключение авторы считают своим долгом подчеркнуть решающую роль *Ю.Г. Трохимовского* в успешном осуществлении описанно-

го эксперимента. Ему принадлежали как идея эксперимента, так и непосредственное участие в его проведении, весь объем модельных расчетов, анализ экспериментальных результатов. К глубочайшему сожалению и скорби, безвременная кончина Юрия Гаевича не позволила ему увидеть результаты этих работ опубликованными. Соавторы посвящают эту публикацию светлой памяти своего руководителя и друга, Ю.Г. Трохимовского.

Авторы также глубоко признательны Н.Ю. Комаровой за неоценимую помощь в редактировании рукописи и подготовке ее к печати.

### Литература

1. Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 375 с.
2. Курьянов Б.Ф. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей // Акустический журнал. 1962. Т. 8. № 3. С. 325–333.
3. Кравцов Ю.А., Мировская Е.А., Попов А.Е., Троицкий И.А., Эткин В.С. Критические явления при тепловом излучении периодически неровной водной поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т. 14. № 7. С. 733–739.
4. Генчев Ж.Д. Рассеяние электромагнитных волн на поверхности с малыми пологими неровностями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 1. С. 48–56.
5. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Азимутальные эффекты при критических явлениях в тепловом радиоизлучении шероховатой поверхности. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-1104. М., 1986. 23 с.
6. Эткин В.С., Ворсин Н.Н., Кравцов Ю.А., Мировский В.Г., Никитин В.В., Попов А.Е., Троицкий И.А. Обнаружение критических эффектов при тепловом радиоизлучении неровной водной поверхности // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 3. С. 454–456.
7. Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Лабораторные и натурные исследования критических явлений в радиотепловом излучении взволнованной водной поверхности. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-988. М., 1985. 23 с.
8. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Исследование резонансных эффектов в радиотепловом излучении вод-

- ной поверхности // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 4. С. 379–384.
9. Ильин В.А., Ирисов В.Г., Касымов С.С. Лабораторные исследования пространственных спектров радиоизлучения периодически неровной поверхности // Изв. РАН. ФАО. 1996. Т. 32. № 2. С. 183–185.
  10. Long S.R., Huang N.E. On the variation and growth of wave-slope spectra in the capillary-gravity range with increasing wind // J. Fluid Mech. 1976. V. 77. P. 209–228.
  11. Gasiewski A.J., Kunkee D.B. Polarized microwave emission from water waves // Radio Science. 1994. V. 29. No. 6. P. 1449–1466.
  12. Гершензон В.Е., Райзер В.Ю., Эткин В.С. Метод переходного слоя в задаче о тепловом излучении шероховатой поверхности // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 11. С. 1279–1284.
  13. Yueh S.H., Nghiem S.V., Kwok R., Wilson W.J., Li F.K., Johnson J.T., Kong J.A. Polarimetric thermal emission from periodic water surface // Radio Science. 1994. V. 29. No. 1. P. 87–96.
  14. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. М.: Мир, 1976. 428 с.
  15. Вуд Р.В. Физическая оптика. М.-Л., 1936.
  16. Ирисов В.Г. Исследование излучения электромагнитных волн периодически неровной поверхностью. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-944. М., 1984. 8 с.
  17. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Критические явления в радиотепловом излучении неровной водной поверхности при произвольных углах наблюдения // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1159–1183.
  18. Irisov V.G. Azimuthal variation of the microwave radiation from a slightly non-Gaussian surface // Radio Science. 2000. V. 35. No. 1. P. 65–82.
  19. Краус Д. Радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1973.
  20. Богородский В.В., Канарейкин Д.Б., Козлов А.И. Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов // Л.: Гидрометеиздат, 1981. 279 с.
  21. Yueh S.H., Wilson W.J., Dinardo S.J., Li F.K. Polarimetric Microwave Brightness Signatures of Ocean Wind Directions // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1999. V. 37. No. 2. P. 949–959.
  22. Dzura M.S., Etkin V.S., Khrupin A.S., Pospelov M.N., Raev M.D. Radiometers-Polarimeters: Principles of Design and Applications for Sea Surface Microwave Emission Polarimetry // Proceedings of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'92), Houston, USA 1992. P. 1432–1434.

23. *Цейтлин Н.М.* Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976. 350 с.
24. *Pospelov M.N., Kuzmin A.V. Trokhimovski Y.G.* Polarimetric measurements of microwave emission from capillary waves // Proc. of the Int. Geosci. and Remote Sensing Symp. (IGARSS'01), Sydney, Australia 2001. P. 1561–1563.
25. *Дзюра М.С., Кузьмин А.В., Поспелов М.Н., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С.* Способ дистанционного определения скорости и направления ветра над водной поверхностью, А.С. 1582849 от 23.05.1988 // Бюллетень изобретений. 1993. №№ 45–46.
26. *Kuzmin A., Pospelov M., Trokhimovski Y.* Sea surface parameters retrieval by passive microwave polarimetry // Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Earth's Surface and Atmosphere / Ed. P.Pampaloni, S.Paloscia. VSP Int. Sci. Publ., Zeist, The Netherlands. 2000. P. 3–11.
27. *Yueh S.H., Kwok R., Li F.K., Nghiem S.V., Wilson W.J., Kong J.A.* Polarimetric Passive Remote Sensing of Ocean Wind Vectors // Radio Science. 1994. V. 29. No. 4. P. 799–814.
28. *Skou N., Laursen B.* Measurement of Ocean Wind Vector by an Airborne, Imaging, Polarimetric Radiometer // Radio Science. 1998. V. 33. No. 3. P. 669–675.
29. *Trokhimovski Yu.G. Irisov V.G.* Wind speed and direction measurements using microwave polarimetric radiometers. NOAA Tech. Mem. ELP ETL-250. Boulder, 1995. 35 p.