

В.Г. Бондур, А.Б. Мурынин

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ ПО СПЕКТРАМ ИЗОБРАЖЕНИЙ С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОЛЯ ЯРКОСТИ

Анализируется поле яркости границы «атмосфера—океан» при нелинейных передаточных функциях, связывающих уклоны и яркости элементов морской поверхности. Разработан метод определения спектров возвышений поверхности. Описаны методики вычисления пространственно-частотных фильтров, восстанавливающих спектры уклонов волнения. Получено аналитическое выражение для определения ориентаций градиентов яркости при заданных условиях освещения.

При построении моделей системы «атмосфера—океан» необходимо получать информацию о характеристиках водной поверхности, в частности о ее пространственных спектрах, по оптическим сигналам, регистрируемым дистанционной оптической аппаратурой [1]. Хотя исследованию связи спектров изображений со спектрами возвышений морской поверхности (МП) посвящено немало работ, предложенные в них методы либо не позволяют полностью восстановить двумерный спектр возвышений МП [2–5], либо оперируют с линейным разложением поля яркости по уклонам МП [6–8]. Линейное приближение приводит к значительным искажениям оценок спектров волнения [9]. Поэтому актуальна задача создания методов восстановления спектров МП с учетом нелинейной модуляции поля яркости уклонами МП.

Поле яркости взволнованной морской поверхности (МП) $B(x, y)$, регистрируемое оптической аппаратурой дистанционного зондирования, представляет сумму следующих составляющих:

$$B(x, y) = B^{(1)}(x, y) + (B^{(2)}(x, y) + B^{(3)}(x, y)) \cdot \tau_a(x, y), \quad (1)$$

где $B^{(1)}(x, y)$ — составляющая яркости, обусловленная рассеянием в слое атмосферы между поверхностью и приемником света, идущего от источника излучения; $B^{(2)}(x, y)$ — составляющая яркости, формирующаяся в результате отражения от поверхности света источника и света, рассеянного в атмосфере; $B^{(3)}(x, y)$ — составляющая яркости, образующаяся вследствие преломления границей раздела «воздух—вода» света, рассеянного в водной толще; $\tau_a(x, y)$ — коэффициент пропускания слоя атмосферы для света, приходящего к приемнику от точки (x, y) на поверхности; (x, y) — декартовы координаты, совпадающие с невзволнованной водной поверхностью.

Для исследования возможностей определения пространственного спектра МП по спектрам регистрируемого поля яркости рассмотрим связь составляющих поля (1) с характеристиками поверхности. При небольших углах поля зрения регистрирующей аппаратуры интенсивность света, рассеянного в атмосфере, можно считать независимой от угла визирования [10]. Это позволяет считать $B^{(1)}(x, y) = \text{const}$. Составляющие $B^{(2)}$, $B^{(3)}$ представим в виде

$$B^{(2)}(x, y) = \Gamma(\beta(x, y)) \cdot B_{\downarrow}(\mathbf{r}(x, y)); \quad (2)$$

$$B^{(3)}(x, y) = (1 - \Gamma(\beta(x, y))) \cdot B_{\uparrow}(\mathbf{r}^*(x, y)), \quad (3)$$

где $\Gamma(\beta)$ — энергетический коэффициент отражения Френеля; $\beta(x, y)$ — угол падения на МП света, попадающего в приемник после отражения в точке (x, y) ; $B_{\downarrow}(\mathbf{r})$, $B_{\uparrow}(\mathbf{r})$ — яркости излучения, приходящего к МП из верхней и нижней полусфер соответственно; $\mathbf{r}(x, y)$, $\mathbf{r}^*(x, y)$ — единичные векторы, задающие те направления в верхней и нижней полусферах (рис. 1), откуда приходит к поверхности свет, попадающий в приемник после отражения и преломления в точке (x, y) .

В соответствии с законами геометрической оптики угол β и векторы \mathbf{r} , \mathbf{r}^* являются непрерывными функциями углов наклона элемента поверхности в точке (x, y) [11]. Яркости, B_{\downarrow} , B_{\uparrow} в естественных условиях освещения непрерывно зависят от \mathbf{r} , \mathbf{r}^* [12, 13]. Это позволяет в каждой точке (x, y) представить функцию $B(x, y)$ рядом Тейлора:

$$B(x, y) = C_0 + C_x \nabla_x \xi(x, y) + C_y \nabla_y \xi(x, y) + N(x, y, \nabla_x \xi(x, y), \nabla_y \xi(x, y)), \quad (4)$$

где C_0, C_x, C_y – коэффициенты линейной части разложения $B(x, y)$ по степеням $\nabla_x \xi, \nabla_y \xi$; $\xi(x, y)$ – поле возвышений (аппликат) поверхности; $\nabla_x \xi, \nabla_y \xi$ – уклоны МП (компоненты градиента поля возвышений), $\nabla_\alpha \xi(x, y) = \frac{\partial}{\partial \alpha} \xi(x, y)$, $\alpha = x, y$; $N(x, y, \nabla_x \xi, \nabla_y \xi)$ – нелинейная составляющая яркости, включающая члены, пропорциональные $(\nabla_x \xi)^2, (\nabla_y \xi)^2, \nabla_x \xi \nabla_y \xi$ и более высоких порядков.

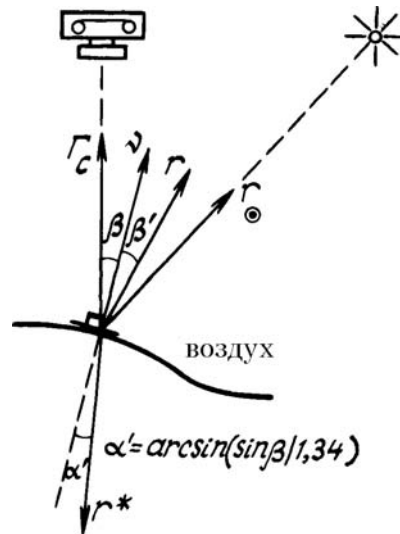


Рис. 1. Схема отражения и преломления света на границе раздела «атмосфера – океан»

Для изучения связи энергетического спектра (спектральной плотности) изображения $S(\mathbf{k})$ со спектром $\Psi(\mathbf{k})$ поля возвышений $\xi(x, y)$ определим спектр поля (4) как квадрат модуля преобразования Фурье [14]. Учитывая, что постоянная составляющая C_0 может быть устранена в процессе предварительной обработки изображения, и используя известные теоремы Фурье анализа, получим

$$S(\mathbf{k}) = (C_x k_x + C_y k_y)^2 \Psi(\mathbf{k}) + S_N(\mathbf{k}), \quad (5)$$

где $S_N(\mathbf{k})$ – член, включающий спектральную плотность нелинейной составляющей поля яркости и взаимную спектральную плотность линейной и нелинейной составляющих [15].

При $N = 0$ выражение в правой части (4) пропорционально полю уклонов МП

$$\beta_0(x, y) = \nabla_x \xi(x, y) \cdot \cos \theta + \nabla_y \xi(x, y) \cdot \sin \theta \quad (6)$$

в направлении $\theta = \arctg(C_x/C_y)$. Спектр поля (6) имеет вид

$$\Phi_\theta(\mathbf{k}) = (\cos \theta k_x + \sin \theta k_y)^2 \Psi(\mathbf{k}), \quad (7)$$

следовательно, спектр изображения $S(\mathbf{k})$ в линейном приближении пропорционален спектру уклонов $\Phi_\theta(\mathbf{k})$,

$$S(\mathbf{k}) = (C_x^2 + C_y^2) \Phi_\theta(\mathbf{k}).$$

Пренебрежение нелинейным слагаемым N в (4) допустимо при условии $(\sigma/B_\uparrow) \partial B_\downarrow / \partial r \ll 1$, $(\sigma/B_\uparrow) \partial B_\uparrow / \partial r^* \ll 1$, где σ – среднеквадратический уклон МП. Это условие выполняется с приемлемой точностью при диффузном освещении МП (сплошная облачность) или вдали от солнечной дорожки в безоблачный день [16]. В области солнечной дорожки это условие нарушается. Яркость МП B_n в точках зеркального отражения прямого солнечного излучения значительно превосходит яркости B_p точек, отражающих рассеянный свет неба. Вариации яркости порядка $B_n - B_p \gg B_n$ наблюдаются при вариациях направления \mathbf{r} на углы порядка углового размера Солнца $\delta_\odot \ll \sigma$. Резкие выбросы яркости (блики) в зеркальных точках МП делают преобразование «уклон – яркость» существенно нелинейным. Следовательно, спектр изображения $S(\mathbf{k})$ перестает быть пропорциональным спектру уклонов $\Phi_\theta(\mathbf{k})$. В этих условиях необходимо строить оператор \mathbf{W} , восстанавливающий спектр уклонов $\Phi_\theta(\mathbf{k})$ по спектру изображения $S(\mathbf{k})$:

$$\Phi_\theta(\mathbf{k}) = \mathbf{W} S(\mathbf{k}). \quad (8)$$

Так как в формировании нелинейной составляющей поля яркости N участвуют разнообразные физические процессы в атмосфере и океане, аналитический расчет восстанавливающего оператора сложен и может быть выполнен лишь при весьма существенных ограничениях на параметры условий освещения и визирования МП, а также для ограниченного класса спектров волнения [4]. Таким образом, необходимо разрабатывать численные методы коррекции нелинейных искажений спектров, например с использованием имитационного численного моделирования случайных полей в заданных условиях их формирования [9, 17]. Методика построения оператора приведена ниже.

Соотношение (7) не позволяет полностью восстановить спектр возвышений $\Psi(\mathbf{k})$ по одному спектру уклонов $\Phi_\theta(\mathbf{k})$ из-за особенности, возникающей при $k_x = -k_y \operatorname{tg} \theta$. Для полного восстановления спектра $\Psi(\mathbf{k})$ можно использовать несколько ($N \geq 2$) изображений (или несколько фрагментов одного изображения), полученных при разных условиях освещения и визирования и имеющих различные ориентации градиента яркости $\theta^{(n)}$, $n = 1, \dots, N$. Определив спектры этих изображений $S^{(n)}(\mathbf{k})$ и восстановив по формуле (7) соответствующие им спектры уклонов $\Phi_\theta^{(n)}(\mathbf{k})$ с использованием операторов $\mathbf{W}^{(n)}$ зависящих от условий формирования изображений, можно вычислить спектр возвышений МП по формуле

$$\Psi(\mathbf{k}) = \frac{\sum_{n=1}^N \Phi_\theta^{(n)}(\mathbf{k})}{\sum_{n=1}^N (k_x \cos \theta^{(n)} + k_y \sin \theta^{(n)})^2}. \quad (9)$$

Величины $\theta^{(n)}$ в (9) при линейной модуляции поля яркости уклонами МП могут быть рассчитаны, например, путем определения направлений минимумов и максимумов угловых распределений энергии в спектрах изображений [7], либо с помощью аппроксимации изображений линейными функциями координат x , y по методу наименьших квадратов [8]. Однако при нелинейной модуляции поля яркости эти методы могут приводить к нежелательным систематическим погрешностям в определении ориентаций $\theta^{(n)}$. Таким образом, необходима разработка методов расчета ориентаций $\theta^{(n)}$, учитывающих конкретные нелинейные условия формирования поля яркости.

Для получения аналитической оценки ориентации $\theta^{(n)}$ при заданных условиях заметим, что по физическому смыслу значение определяется направлением нормали к изолиниям средней яркости наблюдаемого участка МП. В области солнечной дорожки яркость точек зеркального отражения прямого света от Солнца на два порядка превышает яркость точек, отражающих рассеянный свет неба [12]. Поэтому изолинии средней яркости должны с хорошей точностью совпадать с изолиниями пространственной плотности зеркальных точек, определяемых соотношением

$$\mathbf{r}_\odot + \mathbf{r}_c(x, y) = 2(\mathbf{v}(x, y), \mathbf{r}_c(x, y))\mathbf{v}(x, y),$$

где \mathbf{v} – единичный вектор нормали к МП в точке (x, y) , а \mathbf{r}_\odot , \mathbf{r}_c – единичные векторы, задающие направление из этой точки на Солнце и приемник соответственно (см. рис. 1). Учитывая, что вектор \mathbf{v} связан с уклонами МП,

$$\mathbf{v} = (-\nabla_x \xi, -\nabla_y \xi, 1/\sqrt{1+s^2}), \quad (10)$$

где $s^2 = (\nabla_x \xi)^2 + (\nabla_y \xi)^2$, получим следующее уравнение для изолиний яркости:

$$(\sin \Theta_\odot - \tilde{x}/\omega)^2 + (\tilde{y}/\omega)^2 = 4 \cos^2 \Theta_\odot s^2, \quad (11)$$

где Θ_\odot – зенитный угол Солнца, $\tilde{x} = x_c/H$, $\tilde{y} = y_c/H$, (x_c, y_c) – координаты центра изображения; H – высота съемки; $\omega = \sqrt{1 + \tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}$.

Из (11) следует искомое выражение для ориентации:

$$\theta^{(n)} = \operatorname{arctg} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\tilde{y}^{(n)}(1 + (\tilde{x}^{(n)})^2) + \tilde{x}^{(n)}\tilde{y}^{(n)}(\omega \sin \Theta_\odot - \tilde{x}^{(n)})}{(\tilde{x}^{(n)} - \omega \sin \Theta_\odot)((\tilde{x}^{(n)})^2 - \omega^2) + \tilde{x}^{(n)}(\tilde{y}^{(n)})^2} \right), \quad (12)$$

позволяющее определить $\theta^{(n)}$ при заданных условиях освещения.

Перейдем к изложению методики построения восстанавливающего оператора \mathbf{W} для изображения МП, полученного при известных условиях освещения.

1. Зададим модельный спектр возвышений МП $G(\mathbf{k})$, используя для этого известные аппроксимации спектров волнения, например формулы JONSWAP [18]. Скорость приповерхностного ветра,

являющаяся параметром этой аппроксимации, может быть определена по волновому числу спектрального максимума спектра изображения [1].

2. Синтезируем двумерные дискретные поля уклонов МП по формуле [17, 19]:

$$\nabla_{\alpha} \xi(l_x \Delta_x, l_y \Delta_y) = F_D^{-1} \left[2\pi k_{\alpha} \frac{N_x N_y G(\mathbf{k}_D)}{\Delta_x \Delta_y} \exp(i f(\mathbf{k}_D)) \right] (l_x, l_y), \quad (13)$$

где F_D^{-1} – оператор обратного дискретного преобразования Фурье; Δ_x, Δ_y – интервалы дискретизации, определяемые пространственным разрешением аппаратуры; N_x, N_y – количество элементов изображения по осям Ox, Oy (N_x, N_y определяются размерами исходного изображения); \mathbf{k}_D – дискретный волновой вектор; l_x, l_y – целочисленные индексы; f – фазовый спектр, представляющий собой матрицу размера $N_x \times N_y$ случайных некоррелированных чисел, равномерно распределенных в интервале $(0, 2\pi)$.

3. Моделируем поле яркости синтезированной реализации МП по формулам (1)–(3). При этом векторы \mathbf{r}, \mathbf{r}^* рассчитываем по формулам $\mathbf{r} = 2(\mathbf{r}_c, \mathbf{v}) - \mathbf{r}_c$,

$$\mathbf{r}^* = ((\mathbf{r}_c, \mathbf{v})/m - \sqrt{1 - (1 - (\mathbf{r}_c, \mathbf{v})^2)/m^2}) \mathbf{v} - (1/m)\mathbf{r}_c,$$

где $m = 1,34$ – показатель преломления воды. Функции $B_{\downarrow}(\mathbf{r}), B_{\uparrow}(\mathbf{r}^*)$ можно либо измерить экспериментально, либо задать в виде одной из известных аппроксимаций. Например, для солнечного освещения в безоблачный день можно использовать аппроксимацию Покровского [20, 21]

$$B_{\downarrow}(\mathbf{r}) = B_0 \left(\frac{1 + (\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\odot})^2}{(1 - \mathbf{r}, \mathbf{r}_{\odot})} + K \right) (1 - \exp(-0,32/\cos \theta_{\odot})), \quad (14)$$

где $B_0 = \text{const}$, $K = 0..5$ – параметр, определяемый вторичным рассеянием света в атмосфере. Функция $B^{\uparrow}(\mathbf{r}^*)$ при заданных условиях освещения и известных гидрооптических характеристиках может быть рассчитана численными методами [13, 22]. В первом приближении для оценки $B_{\uparrow}(\mathbf{r}^*)$ можно воспользоваться формулой $B_{\uparrow}(\mathbf{r}^*) = \rho_D E_{\downarrow}$, где ρ_D – коэффициент приближения диффузного отражения водной толщи; E_{\downarrow} – суммарный нисходящий световой поток [12]. Модельное изображение МП, полученное по описанной методике, показано на рис. 2. Оси координат x, y проведены таким образом, что точка $x = y = 0$ соответствует наблюдению «в надира», а направление оси Ox совпадает с направлением ветра и азимутом Солнца. При моделировании были заданы следующие параметры: $\Delta_x = \Delta_y = 1$ м, $N_x = N_y = 512$, $H = 1000$ м, $\theta_{\odot} = 30^\circ$, $\rho_D = 0,01$.

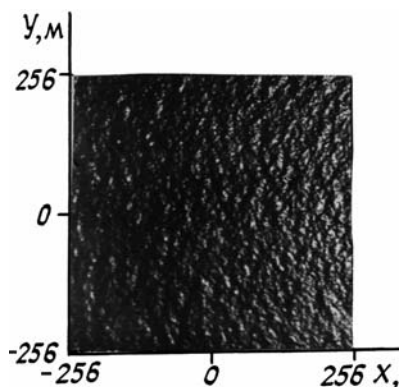


Рис. 2. Модельное изображение морской поверхности (объяснение в тексте)

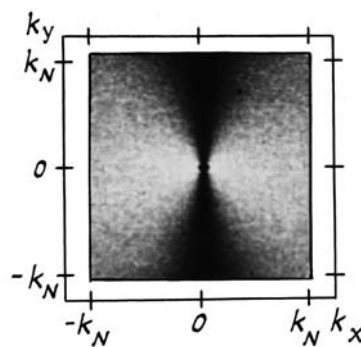


Рис. 3. Пространственно-частотный фильтр, восстанавливающий спектры уклонов морской поверхности (k_N – частота Найквиста)

4. Вычисляем спектр модельного изображения $S(\mathbf{k})$ и формируем восстанавливающий оператор \widehat{W} как пространственно-частотный фильтр вида

$$W(\mathbf{k}) = k_{\alpha}^2 G(\mathbf{k})/S(\mathbf{k}), \quad (15)$$

где $k_{\alpha}^2 G(\mathbf{k})$ – спектр модельного поля уклонов $\nabla_{\alpha} \xi(x, y)$. Вид полученного фильтра показан на рис. 3, где светлые участки соответствуют пространственно-частотным областям пропускания, а темные участки – областям подавления компонент спектра изображения фильтром $W(\mathbf{k})$.

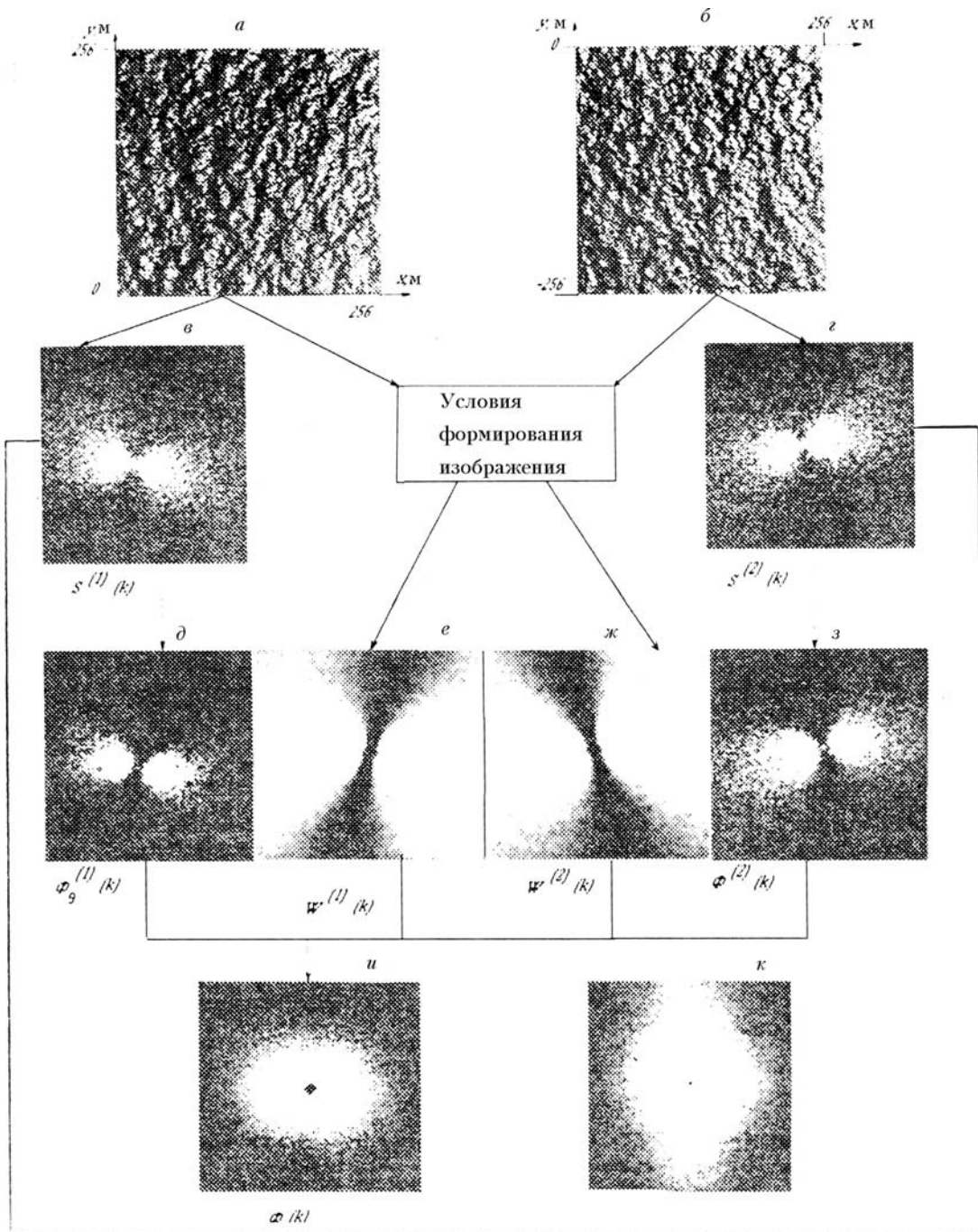


Рис. 4. Пример восстановления пространственных спектров уклонов и возвышений морской поверхности (объяснение в тексте)

Пример восстановления пространственных спектров МП по описанной методике приведен на рис. 4, где показано, что a, b – изображения участков МП размером $256 \times 256 \text{ м}^2$, полученные при солнечном освещении параметры условий получения изображений: $\Theta_0 = 30^\circ$, $H = 1000 \text{ м}$. $x_c^{(1)} = x_c^{(2)} = 128 \text{ м}$, $y_c^{(1)} = 128 \text{ м}$, $y_c^{(2)} = 128 \text{ м}$; v, z – спектры изображений $S^{(n)}(\mathbf{k})$; $e, ж$ – восстанавливающие фильтры $W^{(n)}(\mathbf{k})$, полученные из фильтра, показанного на рис. 3, поворотами на углы $\theta^{(1)} = 19^\circ$, $\theta^{(2)} = -19^\circ$, рассчитанные по формуле (12); $d, з$ – восстановленные по формуле (8) спектры уклонов МП $\Phi_0^{(n)}(\mathbf{k})$, $n = 1, 2$; u – спектр возвышений МП $\Psi(\mathbf{k})$, восстановленный по формуле (9). Там же на рис. 4, $к$ показан вид спектра возвышений $\Psi(\mathbf{k})$, полученный при $W^{(n)} = \text{const}$, т.е. при пренебрежении нелинейными составляющими поля яркости. На рисунке отчетливо видно, что отбрасывание нелинейных членов разложения поля яркости по уклонам МП приводит к заметным искажениям формы спектра возвышений МП.

Таким образом, предложенная методика позволяет восстанавливать двумерные пространственные спектры возвышений МП по изображениям, полученным в условиях нелинейной модуляции поля яркости уклонами МП. Для практического использования методики необходима лишь информация о параметрах условий формирования изображений, которые легко могут быть измерены в процессе натурного эксперимента.

Приведенные результаты демонстрируют на модельных изображениях возможность восстановления двумерных спектров возвышений МП. Для экспериментальной проверки адекватности предложенного метода необходимо сопоставление восстановленных этим методом спектров МП с результатами, полученными другими методами измерения спектров волнения, например с данными контактных измерений и стереофотосъемки МП. Методика такого сопоставления и обсуждения полученных результатов составляет предмет отдельной публикации.

1. Бондур В. Г. // Опτικο-метеорологические исследования земной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. С. 217–230.
2. Stilwell J. D. // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 1974–1986.
3. Monaldo F. M., Kasevich R. S. // J. Phys. Oceanogr. 1981. V. 11. P. 272–283.
4. Титов В. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 2. С. 215–216.
5. Лучинин А. Г. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. С. 331–334.
6. Лупян Е. А., Шарков Е. А. // Исследование Земли из космоса. 1986. Т. 2. С. 68–76.
7. Лупян Е. А. // Исследование Земли из космоса. 1988. Т. 3. С. 31–35.
8. Большаков А. Н., Бурдюгов В. М., Гродский С. А., Кудрявцев Е. Н. // Исследование Земли из космоса. 1988. № 5. С. 11–18.
9. Charman R. D., Imani G. B. // Appl. Opt. 1981. V. 20. № 20. P. 3645–3652.
10. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. Л.: Гидрометеоздат. 1978.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
12. Оптика океана / Под ред. А. С. Монина, В. М. Каменкевича. М.: Наука, 1983. 371 с.
13. Plass G. M., Kattawar G. W., Humphreys T. J. // J. Geophys. Research. 1985. V. 20. № 102. P. 3347–3351.
14. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
15. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
16. Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана / Под ред. А. С. Монина. М.: Наука, 1978. 455 с.
17. Аржененко Н. И., Бондур В. Г., Мурынин А. Б. // Перенос изображений в земной атмосфере. Томск: ТНЦ СО АН СССР. 1988. С. 134–138.
18. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 256 с.
19. Даджион Д., Мерсеро Р. Цифровая обработка многомерных сигналов. М.: Мир, 1988. 488 с.
20. Rokrowski G. I. // Phys. Z. 1929. V. 30. P. 697–700.
21. Norkinson R. G. Measurement of sky luminance distribution at Stockholm. // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. № 6. P. 455–459.
22. Метод Монте-Карло в задачах атмосферной оптики / Под ред. Г. И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1973.

Центральный научно-исследовательский институт «Комета»,
Москва

Поступила в редакцию
17 августа 1990 г.

V. G. Bondur, A. B. Murynin. Restoration of Surface Waves Spectra from the Spectra of Images with the Account for Nonlinear Modulation of the Brightness Field.

The field of the atmosphere-ocean interface brightness is analyzed for the case of nonlinear transfer functions relating the slopes and brightness of the sea surface elements. A technique for determining spectra of the sea surface elevations is discussed. Also the techniques for calculating spatial frequency filters efficient in restoration of the surface waves slopes spectra is developed. An analytical expression providing for determination of the brightness gradients orientations at given conditions of illumination is derived.