Особенности модифицированной модели спектральных и энергетических характеристик рассеянных волн с учетом диаграмм направленности приемной и излучающей антенн при бистатическом зондировании морской поверхности

Ю.А. Титченко, В.Ю. Караев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия E-mail: yuriy@hydro.appl.sci-nnov.ru

В работе получены формулы для сечения рассеяния, смещения и ширины доплеровского спектра сигнала, рассеянного морской поверхностью, в бистатической задаче с учетом разных диаграмм направленности излучающей и приемной антенн. Формулы получены методом касательной плоскости (метод Кирхгофа) для анизотропной статистически шероховатой поверхности, без ограничений на постановку задачи, за исключением расположения приемной и излучающей антенн в зоне Фраунгофера по отношению к рассеивающей поверхности. Особенностью новых формул является их ориентированность на решение обратной задачи, т.е. возможность подбора схем измерений, в которых все параметры поверхностного волнения, влияющие на рассеяние, могут быть выражены аналитически и восстановлены. Полученные формулы применимы как к акустическому, так и к электромагнитному случаю. Приведены угловые зависимости спектральных и энергетических характеристик рассеянного морской поверхностью сигнала при разных азимутальных углах наблюдения и при разных углах падающего излучения. Рассматривается решение обратной задачи в частном случае моностатического зондирования морской поверхности с помощью двух приемо-передающих антенн с разными несимметричными диаграммами направленности.

Ключевые слова: сечение рассеяния, доплеровский спектр, рассеяние волн статистически шероховатой поверхностью, диаграмма направленности антенны, обратная задача дистанционного зондирования, метод Кирхгофа, бистатическое зондирование морской поверхности, алгоритмы восстановления параметров волнения, дисперсия наклонов, дисперсия вертикальной составляющей орбитальной скорости

Одобрена к печати: 07.03.2016 DOI: 10.21046/2070-7401-2016-13-2-67-83

Введение

Первые математические исследования рассеяния звуковых и электромагнитных волн на статистически шероховатых поверхностях при малой высоте неровностей по сравнению с длиной падающей волны были проведены Рэлеем и Мандельштамом в первой половине 20-го века. В результате к 40-м гг. уже была разработана исчерпывающая теория расчета характеристик рассеянных на статистически неровной поверхности волн методом возмущений. Первые экспериментальные работы 50-х гг. по исследованию рассеяния длинных (декаметровых) электромагнитных и акустических волн морской поверхностью показали возможность определения высоты и направления морских волн по интенсивности отраженного сигнала. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования позволили в конечном итоге установить достоверные связи между флуктуационными характеристиками рассеянных сигналов и параметрами морского волнения, а также разработать конкретные методы определения этих параметров (Гарнакерьян, Сосунов, 1978).

Противоположный случай больших, по сравнению с длиной падающей волны, неровностей рассмотрели Бреховских (Бреховских, 1951) и Исакович (Исакович, 1952) с помощью метода касательной плоскости в начале 50-х гг. Дальнейшая разработка теории шла по линии развития приближения малых возмущений и метода Кирхгофа, и к началу 70-х гг. их разработка была фактически завершена (Басс, Фукс, 1972). Однако в модели отсутствовали параметры излучателей и приемников, что осложняло ее использование на практике. В работах Зубковича и Гарнакерьяна (Зубкович, 1968; Гарнакерьян, Сосунов, 1978) учитываются характеристики антенны, однако описание поверхности является слишком упрощенным. В настоящей работе объединены развитые математические аппараты, полноценное описание поверхностного волнения и характеристики антенн.

К настоящему моменту разработано более двух десятков математических моделей рассеяния (Elfouhaily, Guérin, 2004), способных качественно объяснить почти все наблюдаемые эффекты. В основном модели строятся для расчета прямой задачи зондирования и вычисления характеристик рассеяния и остаются в интегральном виде, что не подразумевает аналитического решения обратной задачи. Для решения обратной задачи построены эмпирические регрессионные модели для скаттерометров (Fois, 2015), радиовысотомеров (Karaev et al., 2002), радиолокаторов с синтезированной апертурой (Zhang et al., 2012) и бистатических систем, основанных на спутниковых навигационных системах (Zavorotny, Voronovich, 2000). Разработанные алгоритмы позволяют восстанавливать, например, поле приповерхностного ветра. Современное развитие методов дистанционного зондирования морской поверхности направлено на увеличение количества измеряемых величин и на повышение точности восстановления параметров волнения и скорости ветра. Например, измерение дисперсии наклонов поверхности позволит существенно увеличить точность существующих радиолокационных алгоритмов восстановления скорости ветра (Lemaire, 1998).

Настоящая работа является обобщением метода расчета характеристик отраженных морской поверхностью волн, развитого в работах (Каневский, Караев, 1996) и (Мешков, Караев, 2004), на случай применения приемной и излучающей антенн с разными диаграммами направленности и на бистатический случай зондирования.

Обобщение необходимо, чтобы в явном виде привести формулы, описывающие спектральные и энергетические характеристики отраженного сигнала с учетом параметров волнения, схемы измерения и характеристик приемника и передатчика. Только в этом случае можно осознанно выбрать оптимальную схему измерения и конфигурацию гидролокатора (или радиолокатора) для восстановления необходимой информации о волнении.

Используемый подход позволил получить аналитические выражения для сечения рассеяния, ширины и смещения доплеровского спектра сигнала, рассеянного морской поверхностью, для гидролокатора (радиолокатора) с разными несимметричными диаграммами направленности приемной и излучающей антенн. Характеристики рассеянного морской поверхностью сигнала полностью определяются параметрами приемной и излучающей антенн и статистическими характеристиками поверхностного волнения. Аналитические выражения для спектральных и энергетических характеристик отраженных волн впервые позволяют подбирать схемы измерения, позволяющие корректно решать обратную задачу бистатического зондирования – восстановить все параметры поверхностного волнения, влияющие на отражение.

Формулы были получены для акустических волн, однако они могут быть применены для электромагнитного случая без серьезных изменений. Формулы для рассеянного от водной поверхности электромагнитного поля будут отличаться множителем, зависящим от выбранной поляризации, и коэффициентом отражения, не зависящим от формы поверхности. Поэтому доплеровские спектры будут одинаковыми в обоих случаях. Этот факт отражен в работах (Исакович, 1952; Басс, Фукс, 1972), где осуществлен переход от акустической задачи к электромагнитному случаю. Кроме того, характеристики отраженных акустических волн, полученные в данной работе, приводятся к формулам, полученным в работах (Мешков, Караев, 2004; Титченко, Караев, 2012) для случаев моностатического радиолокационного и акустического зондирования.

Поле волн, рассеянное крупномасштабной поверхностью

Реальная поверхность моря обладает широким спектром масштабов неровностей: от капиллярных составляющих спектра до длинных гравитационных волн, поэтому для расчета характеристик рассеянного поля часто используется понятие двухмасштабной модели морской поверхности. В рамках этой модели морская поверхность $\Sigma(\vec{r})$ представляется в виде крупномасштабной, по сравнению с длиной волны излучения, поверхности $\zeta(\vec{r})$, покрытой мелкой рябью $\xi(\vec{r})$ и удовлетворяющей ряду условий, приведенных ниже. Поле, рассеянное крупномасштабной составляющей волнения, может быть рассчитано методом касательной плоскости (метод Кирхгофа), а влияние на рассеянное поле мелкомасштабной поверхности учитывается по теории возмущений и находит отражение в появлении эффективного коэффициента отражения.

Экспериментальные измерения показали, что при рассеянии волн морской поверхностью можно выделить четыре области (Valenzuela, 1978). При углах отражения от невозмущенной морской поверхности, близких к зеркальному, рассеяние носит квазизеркальный характер и хорошо описывается методом касательной плоскости. В области средних углов отражения доминирует резонансное рассеяние, описываемое методом возмущений. В переходной области углов отражения для описания рассеяния необходимо использовать оба метода одновременно. При скользящих углах падения и отражения большую роль начинают играть затенения, и для описания рассеяния необходимо использовать другие подходы, особенно для горизонтальной поляризации. Рассмотрим рассеяние скалярных волн морской поверхностью при квазизеркальном отражении. На *рис. 1* приведена постановка задачи.

Пусть в некоторый момент времени t задана реализация статистической поверхности $z = \zeta(\vec{r})$, где ζ – статистическая стационарная дифференцируемая функция координат, значения которой колеблются вокруг z = 0 (среднее равно нулю), а $\vec{r} = (x, y, 0)$ – координаты на плоскости z = 0. Пусть из точки излучения A на поверхность падает поле, являющееся в каждой точке рассеивающей поверхности S, ограниченной диаграммами направленности антенн, плоской волной с волновым вектором \vec{k} . Волновой вектор отраженной волны $\vec{\chi}$ направлен в точку приема B, расположенную в зоне Фраунгофера. Азимутальные углы падающей ϕ_1 и отраженной ϕ_2 волн будем отсчитывать от оси X. Без потери общности считаем, что азимутальный угол падающей волны ϕ_1 равен 180°. На *рис.* $1 \psi_1$ и ψ_2 – углы

скольжения падающей и отраженной волны соответственно. Потенциал рассеянной волны в этом случае записывается при помощи формулы Грина (Исакович, 1952).



Рис. 1. Постановка задачи

Предполагаем, что отражение волны в каждой точке крупномасштабной поверхности ζ происходит так же, как и от бесконечной касательной плоскости, если на касательной плоскости можно выделить площадку с линейными размерами, большими по сравнению с длиной волны λ , но не отступающую заметно на краях от неровной отражающей поверхности. Это условие имеет следующий вид:

$$\sin \psi_i \gg 1/\sqrt[3]{ka}, \ (k = 2\pi/\lambda).$$
⁽¹⁾

Здесь a – радиус кривизны поверхности в точке (x, y, 0). Таким образом, для того, чтобы отражение от неровной поверхности можно было рассматривать в приближении касательной плоскости (метода Кирхгофа), необходимо, чтобы локальные радиусы кривизны поверхности превышали длину падающей волны.

Будем предполагать, что ни для падающей волны, ни для отраженной нет затенений каких-либо элементов поверхности. Ограничимся случаем, когда источник излучения и точка приема находятся в волновой зоне по отношению к рассеивающему участку поверхности $kR_i >> 1$, где R_i – расстояние от наблюдаемой точки на поверхности $\zeta(\vec{r})$ до точки излучения при i = 1, либо точки приема при i = 2. Учитывая, кроме того, что $R_i \gg \sigma_{\zeta} \sin \psi_i$, где σ_{ζ} – среднеквадратическая высота неровной поверхности $\zeta(\vec{r})$, а источник является точечным, формула Грина для поля, рассеянного в направлении $\vec{\chi}$, преобразуется к виду:

$$U(t) = \frac{U_0 q^2 V_{eff}}{4\pi i R_{01} R_{02} q_z} \int_s G_1(x, y) G_2(x, y) e^{ik(R_1 + R_2)} dx dy,$$

где V_{eff} – эффективный коэффициент отражения для среднего поля, соответствующий стационарной точке, отвечающей зеркальному лучу, приходящему в точку приема (Басс, Фукс, 1972; Lemaire, 1998; Рытов и др., 1978); U_0 – амплитуда падающего поля; $\vec{q} = -k\nabla (R_{01} + R_{02})$ – вектор рассеяния; G_i – нормированные гауссовы диаграммы направленности антенн (ДНА), задающие распределение амплитуды падающего и отраженного поля на поверхности $\zeta(\vec{r})$ в зоне Фраунгофера (Зубкович, 1968):

$$G_{i}(x, y) = \exp\left\{-1, 38 \frac{\sin^{2} \Psi_{i}}{R_{0i}^{2} \delta_{xi}^{2} \cos^{2} \phi_{i}} \left[(x - x_{0}) \cos \theta_{i} + (y - y_{0}) \sin \theta_{i} \right]^{2} \right\} \times \exp\left\{-1, 38 \frac{\left[-(x - x_{0}) \sin \theta_{i} + (y - y_{0}) \cos \theta_{i}\right]^{2}}{R_{0i}^{2} \delta_{yi}^{2} \cos^{2} \phi_{i}} \right\},$$

где δ_{xi} и δ_{yi} – ширины ДНА по уровню половинной мощности для приемной (i = 2) и излучающей (i = 1) антенн в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, θ_i – углы поворота антенн вокруг осей ДНА. Такая запись ДНА справедлива при условии, что линейные размеры облучаемых площадок L значительно меньше R_{0i} – расстояний от излучателя и приемника до центра рассеивающих площадок ($x_0, y_0, 0$). Мы рассматриваем случай совпадающих центров облучаемых площадок для приемной и излучающей антенн.

Эффективный коэффициент отражения вводится в формулу вместо коэффициента отражения для того, чтобы учесть ослабление квазизеркальной компоненты за счет рассеяния (брэгговского рассеяния) на мелкой ряби, расположенной на крупной волне (Басс, Фукс, 1972; Lemaire, 1998).

Расстояния R_1 и R_2 удобно выразить через координаты на плоскости z = 0 и значение высоты поверхности в этой точке $\zeta(\vec{r})$. Разложим эти расстояния в ряд Тейлора в окрестности точки $(x_0, y_0, 0)$ поверхности S, спроецированной на плоскость z = 0, для $R_i^2 \gg kL^3 \cos \psi_i$:

$$R_{i}(x,y) = \sqrt{\left(x_{i}-x\right)^{2}+\left(y_{i}-y\right)^{2}+\left(\zeta-H_{i}\right)^{2}} \approx R_{0i}+R_{ix}^{\prime}\Delta x+R_{iy}^{\prime}\Delta y+R_{iz}^{\prime}\Delta z+$$
$$+\left(R_{ixx}^{\prime\prime}\Delta x^{2}+R_{iyy}^{\prime\prime}\Delta y^{2}+R_{izz}^{\prime\prime}\Delta z^{2}+2R_{ixy}^{\prime\prime}\Delta x\Delta y+2R_{ixz}^{\prime\prime}\Delta x\Delta z+2R_{izy}^{\prime\prime}\Delta z\Delta y\right)/2,$$

здесь (x_i, y_i, H_i) – точки излучения (i = 1) и приема $(i = 2), R_{0i}$ – расстояние от излучателя и приемника до точки $(x_0, y_0, 0), \Delta x = x - x_0, \Delta y = y - y_0, \Delta z = \zeta$, а производные в этой формуле выражаются следующим образом:

$$R'_{ix} = -\cos\psi_{i}\cos\phi_{i}, \ R'_{iy} = -\cos\psi_{i}\sin\phi_{i}, \ R'_{iz} = \sin\psi_{i}, \ R''_{ixx} = \left(1 - \cos^{2}\psi_{i}\cos^{2}\phi_{i}\right) / R_{0i},$$
$$R''_{iyy} = \left(1 - \cos^{2}\psi_{i}\sin^{2}\phi_{i}\right) / R_{0i}, \ R''_{izz} = \cos^{2}\psi_{i} / R_{0i}, \ R''_{ixy} = -\cos^{2}\psi_{i}\cos\phi_{i}\sin\phi_{i} / R_{0i},$$
$$R''_{ixz} = \frac{\zeta'_{x}}{R_{0i}} + \frac{\sin\psi_{i}\cos\psi_{i}\cos\phi_{i}}{R_{0i}}, \ R''_{iyz} = \frac{\zeta'_{y}}{R_{0i}} + \frac{\sin\psi_{i}\cos\psi_{i}\sin\phi_{i}}{R_{0i}}.$$

Энергетические и спектральные характеристики сигналов, отраженных морской поверхностью

Корреляционная функция отраженного акустического сигнала находится по формуле $K(\tau) = \langle U(t+\tau)U^*(t) \rangle$, где индекс «*» означает комплексно-сопряженную величину, угловые скобки – статистическое усреднение по рассеивающей поверхности:

$$K(\tau) = \frac{U_0^2 V_{eff}^2 q^4}{16\pi^2 R_{01}^2 R_{02}^2 q_z^2} \iint_{s_x s_x s_y s_y} \int_{g_1} (x, y) G_2(x, y) G_1(x', y') G_2(x', y') \left\langle e^{ik[R_1 + R_2 - R_1' - R_2']} \right\rangle dx dy dx' dy'.$$

Произведя замену переменных $x' = x + \rho_x$, $y' = y + \rho_y$ и учитывая, что $q_z = \kappa R'_z = \kappa \left(R'_{1z} + R'_{2z}\right)$, $R'_x = R'_{1x} + R'_{2x}$, $R'_y = R'_{1y} + R'_{2y}$, $R''_{xx} = \frac{R''_{1xx} + R''_{2xx}}{2}$, $R''_{yy} = \frac{R''_{1yy} + R''_{2yy}}{2}$, можно записать:

$$\left\langle e^{ik[R_1+R_2-R_1'-R_2']} \right\rangle = \exp\left(-ik\left[R_x'\rho_x+R_y'\rho_y+2\rho_x xR_{xx}''+2\rho_y yR_{yy}''\right]\right) \times \left\langle e^{iq_z(\zeta-\zeta')} \right\rangle.$$

Из определения (Линник, Островский, 1972) характеристической функции двумерной случайной величины имеем: $\varphi(q_z, -q_z) = \iint e^{iq_z(\zeta-\zeta')} W(\zeta, \zeta') d\zeta d\zeta' = \langle e^{iq_z(\zeta-\zeta')} \rangle$, где $W(\zeta, \zeta') -$ плотность вероятности распределения двумерной случайной величины (ζ, ζ') . Для нормального распределения $\zeta(\vec{r})$ характеристическую функцию можно выразить через моменты величины ζ (Winebrenner, Hasselmann, 1988):

$$\left\langle e^{iq_{z}(\zeta-\zeta')}\right\rangle = \exp\left(-\frac{q_{z}^{2}}{2}\left[\sigma_{xx}^{2}\rho_{x}^{2}-2K_{xy}\rho_{x}\rho_{y}+\sigma_{yy}^{2}\rho_{y}^{2}-2K_{xt}\rho_{x}\tau+\sigma_{tt}^{2}\tau^{2}-2K_{yt}\rho_{y}\tau\right]\right).$$

Статистические моменты второго порядка крупномасштабного волнения вычисляются по спектру волнения:

$$\sigma_{xx}^{2} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \kappa_{x}^{2} S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi, \quad \sigma_{yy}^{2} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \kappa_{y}^{2} S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi, \quad \sigma_{tt}^{2} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \omega^{2} S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi,$$
$$K_{xt} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \kappa_{x} \omega S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi, \quad K_{yt} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \kappa_{y} \omega S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi, \quad K_{xy} = -\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\kappa_{op}} \kappa_{x} \kappa_{y} S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi,$$

где $S(\kappa, \phi)$ – спектр волнения, ϕ – азимутальный угол, κ – модуль волнового вектора. Значение граничного волнового числа κ_{ep} зависит от скорости ветра и длины волны излучения и определяется условием (1), которое для всей крупномасштабной поверхности $\zeta(\vec{r})$ может быть записано в виде $\sin \psi_i \gg 1/\sqrt[3]{ka_c}$, где характерный для поверхности радиус кривизны вычисляется следующим образом:

$$1/a_c^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\kappa_{op}} \kappa^4 \omega S(\kappa, \phi) d\kappa d\phi.$$

Следует отметить, что для вычисления параметров поверхностного волнения может быть использована любая известная модель спектра поверхностного волнения, позволяющая вы-

числить интеграл до граничного волнового числа. Кроме того, параметры поверхностного волнения могут быть непосредственно измерены в эксперименте. В данной работе для иллюстрации используются зависимости для граничного волнового числа и спектра волнения, полученные в работе (Караев, Баландина, 2000). Сравнение этого спектра с известными (Elfouhaily et al., 1997; Kudryavtsev et al., 2003) покажем на примере спектра кривизн на *рис. 2*. Дисперсии наклонов по используемому спектру близки (Караев и др., 1998) к данным из работы (Сох, Munk, 1956).



Рис. 2. Модельные спектры кривизн для скорости ветра 10 м/с: кривая 1 – спектр Elfouhaily (Elfouhaily et al., 1997), 2 – спектр Кудрявцева (Kudryavtsev et al., 2003) и 3 – спектр Караева (Караев, Баландина, 2000).

В результате выполнения последовательного интегрирования получим:

$$K(\tau) = A_0 \times \exp(B_0),$$

где $A = \left(8R_{01}^2 R_{02}^2 q_z^4 \sqrt{-a_y a_2 a_4} / \left(U_0^2 V_{eff}^2 q_z^4\right)\right)^{-1}$, $B_0 = \frac{\left(q_z^2 K_{xt} \tau - ikR_x'\right)^2}{2q_z^2 \sigma_{xx}^2} - \frac{q_z^2}{2} \sigma_{tt}^2 \tau^2 + \frac{\left(K_{xy} \left(-ikR_x' + q_z^2 K_{xt} \tau\right) + q_z^2 K_{yt} \sigma_{xx}^2 \tau - ik\sigma_{xx}^2 R_y'\right)^2}{2q_z^2 a_1 \sigma_{xx}^2} \left(\frac{2\left(kR_{yy}''\right)^2 \sigma_{xx}^2}{\left(a_y q_z^2 a_2\right)} + 1\right) + \frac{\left(b_1 + \tau b_2\right)^2}{4a_4},$ $a_x = -2,76 \left(\frac{\sin^2 \psi_1}{R_{01}^2 \sigma_{x1}^2} \cos^2 \theta_1 + \frac{\sin^2 \theta_1}{R_{01}^2 \sigma_{y1}^2} + \frac{\sin^2 \psi_2 \cos^2 \theta_2}{R_{02}^2 \sigma_{x2}^2} + \frac{\sin^2 \theta_2}{R_{02}^2 \sigma_{y2}^2 \cos^2 \phi_2}\right),$

Для нормировки используем эффективную площадь засветки на водной поверхности:

$$S_{0} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_{x}x^{2} - a_{y}y^{2} - a_{xy}xy} dxdy = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a_{x}}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_{y}y^{2} + \frac{(-a_{xy}y)^{2}}{4a_{x}}} dy = \pi / \sqrt{a_{x}} \left(a_{y} - \frac{a_{xy}^{2}}{4a_{x}}\right).$$

Нормированное сечение обратного рассеяния вычисляется из корреляционной функции сигнала следующим образом (Зубкович, 1968):

$$\sigma_0 = 4 \left(R_{01} R_{02} \right)^2 K \left(\tau = 0 \right) / S_0 U_0^2.$$
⁽²⁾

Нормированный по максимуму спектр мощности или доплеровский спектр отраженного сигнала вычисляется как Фурье преобразование от корреляционной функции:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \int e^{-i\omega\tau} e^{-i\tau k\omega_t} e^{-\tau^2 k^2 \omega_s} d\tau = e^{-(\omega + k\omega_t)^2/4k^2 \omega_s},$$

здесь $k\omega_t$ – смещение доплеровского спектра в радианах, ω_s – величина, характеризующая ширину спектра. Ширина доплеровского спектра на уровне -10 дБ равна:

$$\Delta f_{10} = 4\sqrt{\omega_s \ln 10}/\lambda,$$
rge $\omega_s = \frac{1}{k^2} \left(\frac{q_z^2}{2} \sigma_{tt}^2 - \frac{q_z^2 (K_{xt})^2}{2\sigma_{xx}^2} - \frac{q_z^2 (K_{xy}K_{xt} + K_{yt}\sigma_{xx}^2)^2}{2a_1\sigma_{xx}^2} \left(\frac{2(kR_{yy}'')^2 \sigma_{xx}^2}{a_y q_z^2 a_2} + 1 \right) - \frac{(b_2)^2}{4a_4} \right).$
(3)

Смещение центральной частоты доплеровского спектра в Гц:

$$f_{cm} = -k\omega_t/2\pi$$

где

$$\omega_{t} = \frac{R'_{x}K_{xt}}{\sigma_{xx}^{2}} + \frac{\left(K_{xt}K_{xy} + K_{yt}\sigma_{xx}^{2}\right)\left(R'_{x}K_{xy} + \sigma_{xx}^{2}R'_{y}\right)}{a_{1}\sigma_{xx}^{2}} \left(\frac{2\left(kR''_{yy}\right)^{2}\sigma_{xx}^{2}}{\left(a_{y}q_{z}^{2}a_{2}\right)^{2}} + 1\right) - \frac{b_{1}b_{2}}{2a_{4}ik}$$
(4)

В результате были получены теоретические зависимости спектральных и энергетических характеристик отраженного акустического сигнала от параметров поверхностного волнения с учетом диаграмм направленности приемной и излучающей антенн. Особенностью полученных формул является их приспособленность к решению обратной задачи – возможность подбора схем измерений, в которых все параметры поверхностного волнения, влияющие на рассеяние, могут быть выражены аналитически.

На *рис. 3* приведены зависимости сечения рассеяния, ширины и смещения доплеровского спектра от угла скольжения отраженной волны ψ_2 при угле скольжения падающей волны $\psi_1 = 30^\circ$ для различных азимутальных углов отраженной волны ϕ_2 и для длины волны излучения $\lambda = 0,008$ м. Волнение считаем полностью развитым, скорость ветра 10 м/с. При расчетах волнение распространяется вдоль оси *X*, а ДНА излучающей и приемной антенн предполагаются узкими 1×1°.



Рис. 3. Угловые характеристики отражения (a – σ₀, б – Δf₁₀, в – f_{cM}) при угле скольжения падающей волны ψ₁ = 30° для узких ДНА излучающей и приемной антенн при скорости ветра 10 м/с для азимутальных углов отраженной волны φ₂, равных 0°,10°,20°,90°

Следует отметить, что построенные зависимости справедливы для углов, близких к углу зеркального отражения. При отклонении от этого угла более чем на 10–15 градусов (Басс, Фукс, 1972) они отражают вклад только зеркального отражения, уже не являющегося основным. В этом случае для морской поверхности доминирующим становится Брегговское рассеяние, и это необходимо учитывать при сравнении с экспериментальными данными. Нечувствительность ширины ДС отраженного сигнала к выбору угла ϕ_2 на *рис. 2б* объясняется тем, что ширина доплеровского спектра в основном определяется дисперсией вертикальной составляющей орбитальной скорости отражающих участков поверхности (Titchenko et al., 2015), не зависящей от азимутального угла наблюдения.

Влияние диаграммы направленности в случае одинаковых приемной и излучающей антенн представлено на *рис.* 4. Зависимости построены для бистатического случая при одинаковых углах скольжения падающей и отраженной волны, равных 30°, для трех скоростей ветра вдоль оси *X*: 5 м/с, 10 м/с и 15 м/с. Линиями показаны зависимости для случая фиксированной ширины диаграммы направленности антенны поперек направления зондирования $(\delta_{y1} = \delta_{y2} = 1^{\circ})$, вдоль оси *Y*. Звездочками, кружками и крестиками нанесены данные для случая синхронного увеличения ширины ДНА во всех направлениях, т.е. для симметричных антенн.



Рис. 4. Характеристики отраженного сигнала ($a - \sigma_0$, $\delta - \Delta f_{10}$ от ширин ДНА излучающей и приемной антенн в бистатическом случае при углах скольжения падающей и отраженной волны ψ_1 и ψ_2 , равных 30°, при скоростях ветра 5, 10 и 15 м/с. Сплошной и пунктирными линиями обозначены зависимости от ширины ДНА $\delta_{x1} = \delta_{x2}$ при $\delta_{y1} = \delta_{y2} = 1^\circ$. Символами обозначены зависимости от ширины ДНА $\delta_{x1} = \delta_{y2} = \delta_{y1} = \delta_{y2}$ для скорости ветра 15 м/с (наклонные крестики), 10 м/с (кружки), 5 м/с (звездочки).

С увеличением ширины ДНА происходит уменьшение сечения рассеяния, т.к. число зеркальных точек, дающих вклад в отраженный сигнал, растет медленнее, чем увеличивается эффективная площадь засветки. Небольшой рост ширины доплеровского спектра при увеличении ширины ДНА связан с увеличением разброса вертикальной составляющей орбитальной скорости.

Приведем пример моностатического случая зондирования антенной с ДНА 30°×1°. На *рис. 5* показаны характеристики рассеяния от угла поворота антенны вокруг оси зондирования. Углы поворота антенны 0° и 180° соответствуют ориентации широкой стороны ДНА вдоль направления распространения волнения. Скорость ветра – 10 м/с. Теоретические зависимости были подтверждены в ходе натурного эксперимента, результаты обработки будут приведены в следующей статье.

Заметим, что для угла скольжения падающей и отраженной волны ψ_1 , равного 90°, зависимости характеристик рассеяния от угла поворота антенны вокруг оси диаграммы будут эквивалентны зависимостям от азимутального угла распространения волнения.



Рис. 5. Характеристики отражения $(a - \sigma_0, \delta - \Delta f_{10}, s - f_{cM})$ от угла поворота антенны вокруг оси диаграммы в моностатическом случае для антенны с ДНА $30^{\circ}x1^{\circ}$ при скорости ветра 10 м/c для одинаковых углов скольжения падающей и отраженной волны ψ_p равных 90°, 85°, 80°, 75°

Решение обратной задачи локации по восстановлению параметров отражающей поверхности

В области квазизеркального отражения рассеяние происходит на участках волнового профиля, ориентированных перпендикулярно разности волновых векторов падающей и отраженной волн. Движение отражающих участков приводит к появлению доплеровского сдвига и расширению доплеровского спектра, отраженного водной поверхностью сигнала. В результате параметры доплеровского спектра для неподвижного приемника и излучателя полностью определяются крупномасштабным волнением, что позволяет восстановить их при последующей обработке.

Задача восстановления статистических моментов по ширине доплеровского спектра и сечению обратного рассеяния может быть решена в общем случае численно (формулы (2–4)) при условии проведения одновременных измерений одного и того же участка поверхности тремя приемными антеннами с различными ДНА. В результате мы получим достаточное число уравнений, чтобы вычислить значения всех основных статистических характеристик поверхности и эффективного коэффициента отражения.

Несложно также получить аналитическое решение для частного случая схемы измерений, когда за счет ориентаций приемной и излучающей антенн относительно направления распространения волнения и выбора ДНА удается уменьшить число неизвестных параметров.

В качестве примера рассмотрим случай моностатического зондирования морской поверхности двумя приемо-передающими антеннами с ножевыми ДНА, ориентированными перпендикулярно друг другу. Такая система используется в нашем подводном доплеровском акустическом волнографе (Титченко, Караев, 2012). Угол скольжения падающей и отраженной волны предположим одинаковым и равным ψ . Зададим ориентацию антенн вдоль и поперек направления распространения волнения. Тогда $K_{rv} = 0$.

Выбор ориентации антенн вдоль направления распространения волнения является решаемой задачей при организации натурных измерений. Следовательно, данная схема измерений может быть реализована на практике за счет выбора ориентации антенны, поэтому далее считаем коэффициент корреляции $K_{xy} = 0$. Заметим, что в этом случае один из коэффициентов корреляции наклонов и вертикальных скоростей K_{xt} или K_{yt} будет равен нулю в зависимости от направления волнения, однако мы не будем заранее делать этого упрощения. В результате выражения (2–4) значительно упростятся и примут следующий вид:

$$\sigma_{0} = \frac{V_{eff}^{2}}{2 \sin^{4} \psi \sqrt{\left(\frac{\delta_{x}^{2}}{11,04} + \sigma_{xx}^{2}\right) \left(\frac{\delta_{y}^{2}}{11,04 \sin^{2} \psi} + \sigma_{yy}^{2}\right)}} e^{-\frac{-ctg^{2}\psi}{2} \left(\frac{11,04}{(\delta_{x}^{2}+11,04\sigma_{xx}^{2})}\right)},$$

$$\Delta f_{10} = \frac{4\sqrt{2 \ln 10}}{\lambda} \sqrt{\sin^{2} \psi \left(\sigma_{xt}^{2} - \frac{11,04(K_{xt})^{2}}{\delta_{x}^{2} + 11,04\sigma_{xx}^{2}} - \frac{11,04 \sin^{2} \psi (K_{yt})^{2}}{\delta_{y}^{2} + 11,04 \sin^{2} \psi \sigma_{yy}^{2}}\right)},$$

$$f_{CM} = \frac{-k}{\pi} \cos \psi K_{xt} \left(\frac{11,04}{\delta_{x}^{2} + 11,04\sigma_{xx}^{2}}\right).$$

Широкие стороны ДНА равны δ_x^2 , а узкие δ_y^2 будем считать пренебрежимо малыми по сравнению с дисперсиями наклонов:

$$\delta_{y}^{2} \ll 11,04\sin^{2}\psi\sigma_{yy}^{2}, \ \delta_{y}^{2} \ll 11,04\sin^{2}\psi\sigma_{xx}^{2}.$$
 (5)

В этом случае характеристики поверхности будут последовательно вычисляться следующим образом:

$$\sigma_{xx}^{2} = \frac{\delta_{x}^{2}\omega_{t1}}{11,04(\omega_{t2}-\omega_{t1})}, \quad K_{xt} = \frac{\sigma_{xx}^{2}\omega_{t2}}{2\cos\psi},$$

$$\sigma_{yy}^{2} = \left(\frac{\sigma_{xx}^{2}\delta_{x}^{2}\sigma_{02}^{2}}{\sin^{2}\psi}\right) / \left(\left(\delta_{x}^{2}+11,04\sigma_{xx}^{2}\right)\sigma_{01}^{2}\exp\left\{\frac{-\delta_{x}^{2}ctg^{2}\psi}{\left(\delta_{x}^{2}+11,04\sigma_{xx}^{2}\right)\sigma_{02}^{2}}\right\} - 11,04\sigma_{xx}^{2}\sigma_{02}^{2}\right),$$

$$V_{eff}^{2} = \frac{4\sin^{3}\psi\sqrt{\left(\sigma_{xx}^{2}\right)^{3}\left(\delta_{x}^{2}+11,04\sin^{2}\psi\sigma_{yy}^{2}\right)}}{\left(2\sigma_{xx}^{2}-ctg^{2}\psi\right)\sqrt{11,04}}\sigma_{02},$$

$$K_{yt}^{2} = \frac{11,04(\omega_{s2}-\omega_{s1})\cos^{2}\psi-\sin^{2}\psi(\omega_{t1})^{2}\left(\delta_{x}^{2}+11,04\sigma_{xx}^{2}\right)+11,04\sin^{2}\psi(\omega_{t2})^{2}\sigma_{xx}^{2}}{\left(\left(22,08\delta_{x}^{2}\sin^{2}\psi\cos^{2}\psi\right)/\left(\sigma_{yy}^{2}\delta_{x}^{2}+11,04\sin^{2}\psi\sigma_{yy}^{4}\right)\right)},$$

$$\sigma_{tt}^{2} = \frac{\omega_{s2}}{2\sin^{2}\psi} + \left(\frac{\omega_{t2}}{2\cos\psi}\right)^{2}\sigma_{xx}^{2} + \frac{11,04\sin^{2}\psi(K_{yt})^{2}}{\delta_{x}^{2} + 11,04\sin^{2}\psi\sigma_{yy}^{2}},$$

где $\omega_{si} = (\lambda \Delta f_{10i}/4)^2 / \ln 10$, $\omega_{ti} = -2\pi f_{cmi}/k$, индекс *i*, равный «1» и «2», соответствует измерениям отраженного сигнала двумя разными антеннами. Таким образом, используя характеристики отраженных сигналов, можно восстановить все основные параметры поверхности, влияющие на отраженный сигнал и эффективный коэффициент отражения. Последний связан со скоростью ветра (Lemaire, 1998). Потенциальная возможность повышения точности измерения скорости ветра связана с тем, что сечение обратного рассеяния при квазизеркальном рассеяния зависит от дисперсии наклонов крупномасштабного волнения $\sigma_{xx}^2, \sigma_{yy}^2$ и от спектральной плотности мелкомасштабных волн (через эффективный коэффициент отражения V_{eff}^2):

$$\sigma_{0} \approx \frac{V_{eff}^{2}}{2\sqrt{\sigma_{xx}^{2} + \delta_{x}^{2}/11,04}\sqrt{\sigma_{yy}^{2} + \delta_{y}^{2}/11,04}}.$$

Если мы независимым способом измеряем дисперсии наклонов, то сечение обратного рассеяния будет зависеть не от трех неизвестных, а только от эффективного коэффициента отражения, т.е. задача становится однозначной.

Правильность ориентации антенны в эксперименте будет видна из коэффициентов K_{xt} и K_{yt} – один из них должен быть равен нулю. Таким образом, правильная ориентация антенн может быть легко установлена и контролироваться в ходе измерений.

Оценим зависимость точности предлагаемого алгоритма для антенной системы, состоящей из двух антенн с ДНА $30^{\circ} \times 1^{\circ}$, ориентированных перпендикулярно друг другу, от угла скольжения падающей и отраженной волны ψ при различных скоростях ветра. Волнение распространяется вдоль оси *OX*. Угловые зависимости относительных погрешностей восстановления характеристик отраженных сигналов в процентах для различных скоростей ветра показаны на *рис. 6*. Появление ошибки восстановления связано с упрощением (5), сделанным при выводе формул: пренебрегали узкой шириной диаграммы направленности антенн.

На графиках видно, что происходит увеличение точности алгоритма с ростом скорости ветра. Это объясняется тем, что с ростом скорости ветра увеличиваются дисперсии наклонов и лучше выполняется условие малости узкой ширины ДНА (5). Однако видно, что ошибка восстановления остается небольшой для всех рассмотренных случаев при угле скольжения падающей и отраженной волны более 85°.

Учет диаграмм направленности приемной и излучающей антенн в формулах для сечения рассеяния и доплеровского спектра позволяет подобрать оптимальную схему измерения, чтобы можно было корректно решить обратную задачу и восстановить параметры волнения.



Рис. 6. Угловые зависимости относительных погрешностей восстановления характеристик отраженных сигналов ($a - \sigma_{yy}^2$, $\delta - \sigma_{xx}^2$, $b - \sigma_{xt}^2$, $c - K_{xt}$, $\partial - V_{eff}^2$) в процентах для скоростей ветра 5, 10, 15 м/с.

Заключение

В работе решается задача бистатического зондирования с учетом разных диаграмм направленности приемной и излучающей антенн в приближении метода Кирхгофа. Впервые получены аналитические формулы для сечения рассеяния, ширины и смещения доплеровского спектра для бистатического зондирования с учетом диаграмм направленности приемной и излучающей антенн. Включение в модель диаграмм направленности антенн позволяет подбирать оптимальные схемы измерений и корректно решать обратную задачу восстановления параметров волнения в рамках используемой модели рассеяния. По результатам измерений могут быть восстановлены все статистические моменты второго порядка поверхностного волнения, влияющие на характеристики отраженных волн. Кроме того, может быть восстановлен эффективный коэффициент отражения, который в рамках двухмасштабной модели рассеивающей поверхности зависит от интенсивности мелкомасштабного волнения. Мелкие волны наиболее чувствительны к скорости ветра, поэтому независимое измерение эффективного коэффициента отражения может позволить повысить точность определения скорости приповерхностного ветра.

Основной результат связан с тем, что полученные формулы позволяют осознанно подходить к выбору схемы зондирования для расширения числа измеряемых параметров

морской поверхности в перспективных системах дистанционного зондирования как бистатических, так и моностатических. Это могут быть подводные, наземные и космические средства. Например, в бистатической задаче применения спутниковых навигационных систем для дистанционного зондирования морской поверхности можно восстанавливать дисперсию наклонов поверхности в двух направлениях, используя две приемные антенны с различными диаграммами направленности. Бистатическая подводная акустическая система позволит измерять интенсивность волнения вблизи морских платформ и обнаруживать, например, приближающиеся льдины.

В качестве примера применения полученных формул рассмотрено решение обратной задачи рассеяния с использованием неподвижной системы антенн при углах зондирования, близких к вертикали. Разработан алгоритм обработки данных, позволяющий восстанавливать статистические характеристики поверхности. Это может быть как акустическая, так и радиолокационная система. Отметим, что восстановленные характеристики поверхности будут одинаковыми. Это позволит проводить калибровку спутниковых алгоритмов восстановления параметров поверхности специальными подводными акустическими волнографами.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Фонда поддержки научно-проектной деятельности студентов, аспирантов и молодых ученых «Национальное интеллектуальное развитие» в рамках научного проекта № 16-35-80022 «мол эв а».

Литература

- 1. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически шероховатой поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с. Бреховских Л.М. Дифракция звуковых волн на неровной поверхности // ДАН СССР. 1951. Т. 79. № 4.
- 2 C. 585-588.
- 3. Гарнакерьян А.А., Сосунов А.С. Радиолокация морской поверхности. Ростов: Изд. Ростовского университета, 1978. 144 с.
- Зубкович С.Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. М.: 4. Советское радио, 1968. 224 с.
- Исакович Й.А. Рассеяние волн от статистически-шероховатой поверхности // ЖЭТФ. 1952. Т. 23. Вып. 3 5. (9). C. 305-314.
- 6. Каневский М.Б., Караев В.Ю. Спектральные характеристики радиолокационного СВЧ сигнала, отраженного морской поверхностью при малых углах падения (обратное рассеяние) // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 1996. Т. 39. №. 5. С. 517–526. 7. Караев В.Ю., Баландина Г.Н., Ангелов М.К. Об особенностях описания волнения применительно к реше-
- нию задач дистанционного зондирования морской поверхности, Препринт ИПФ РАН, 1998. № 470. 32 с.
- 8. Караев В.Ю., Баландина Г.Н. Модифицированный спектр волнения и дистанционное зондирование // Исследование Земли из космоса. 2000. № 5. С. 1–12.
- 9 Линник Ю.В., Островский И.В. Разложения случайных величин и векторов. М.: Наука, 1972. 482 с.
- Мешков Е.М., Караев В.Ю. Определение параметров морского волнения по доплеровскому спектру ради-олокационного СВЧ сигнала, отраженного водной поверхностью // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2004. Т. 47. №. 3. С. 231-244.
- 11. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2: Случайные поля. Изд. 2, перераб. и доп. М.: Наука, 1978. 464 с.
- 12. Титченко Ю.А., Караев В.Ю. Метод определения параметров морского волнения с помощью модифицированного акустического волнографа // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2012. Т. 55. №. 8. C. 544–554.
- 13. Cox C., Munk W. Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter // Bull. Scripps Inst. Oceanogr. 1956. Vol. 6. P. 401–488.
 14. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102. P. 15781–15796.

- 15. Elfouhaily T., Guérin C. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces .// Waves in Random Media, 2004. Vol. 14. Iss. 4. P. 1–40.
- 16. Fois F. Enhanced Ocean Scatterometry: PhD Thesis, 2015.
- 17. Karaev V.Yu., Kanevsky M.B., Balandina G.N., Cotton P.D., Challenor P.G., Gommenginger C.P., Srokosz M.A. On the problem of the near ocean surface wind speed retrieval by radar altimeter: a two-parameter algorithm // International Journal of Remote Sensing. 2002. Vol. 23. No. 16. P. 3263–3283.
- 18. Kudryavtsev V., Hauser D., Gaudal G., Charpon B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface- 1. Background model // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108. No. C3. P. 8054.
- 19. Lemaire D. Non-Fully Developed Sea state Characteristics from Real Aperture Radar Remote Sensing: PhD Thesis, 1998
- 20. Titchenko Yu., Karaev V., Meshkov E., Zuikova E. Measuring the variance of the vertical orbital velocity component by an acoustic wave gauge with a single transceiver antenna // Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on. 2015. Vol. 53. No. 8. P. 4340-4347.
- *Valenzuela G.R.* Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves a review // Boundary-Layer Meteorology, 1978. Vol. 13. P. 61–85. 21.
- 22. Voronovich A. G., Zavorotny V. U. Ocean-scattered polarized bistatic radar signals modeled with small-slope approximation // Proceedings of IGARSS'12, 2012. P. 3415–3418. Winebrenner D. P., Hasselmann K. Specular Point Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar
- 23. Image of the Ocean Surface // Journal of Geophysical Research. 1988. Vol. 93. No. C8. P. 9281–9294.
- 24. Zavorotny V.U., Voronovich A.G. Scattering of GPS Signals from the Ocean with Wind Remote Sensing Application // Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on. 2000. Vol. 38. No. 2. P. 951–964. Zhang B., Perrie W., Vachon P.W., Li X., Pichel W.G., Jie G., He Y. Ocean Vector Winds Retrieval From C-Band
- 25 Fully Polarimetric SAR Measurements // Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on. 2012. Vol. 50. No. 11. P. 4252–4261.

Peculiarities of a modified model of spectral and energy characteristics of scattered waves considering the emitting and receiving antenna patterns for bistatic sensing of the sea surface

Yu.A. Titchenko, V.Yu. Karaev

Institute of Applied Physics RAS, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia E-mail: yuriy@hydro.appl.sci-nnov.ru

The formulas for the scattering cross section, shift and width of the Doppler spectrum of the scattered signal on anisotropic sea surface taking into account the antenna patterns of receiving and transmitting antenna were obtained in this study. The formulas obtained by the tangent plane method (Kirchhoff method) for the most general case of bistatic sensing, without limitations on the statement of the problem, except for the location of the receiving and radiating antennas in the Fraunhofer zone relative to the scattering surface. A feature of the approach is a representation of the two-dimensional characteristic function of a random variable in terms of the second statistical moments. The resulting formulas are applicable to both acoustic and electromagnetic case. Angular dependence of the spectral and energy characteristics of the scattered signal by the sea surface at different azimuthal viewing angles and at different angles of incident radiation is shown. It is shown that the spectral and energy characteristics of the signal scattered by the sea surface is completely determined by the second statistical moments of a surface that can be retrieved in the general case when selecting the desired measurement scheme.

Keywords: scattering cross section, Doppler spectrum, waves scattering, statistically rough surface, the inverse problem, theoretical model, Kirchhoff approximation, tangent plane method, slope variance, antenna pattern, bistatic scattering

> Accepted: 07.03.2016 DOI: 10.21046/2070-7401-2016-13-2-67-83

References

- 1. Bass F.G., Fuks I.M., Rassevanie voln na statisticheski sherokhovatoi poverkhnosti (Waves scattering on a statistically rough surface), Moscow: Nauka, 1972, 424 p.
- Brekhovskikh L.M., Difraktsiya zvukovykh voln na nerovnoi poverkhnosti (Diffraction of sound waves on a rough surface), *DAN SSSR*, 1951, Vol. 79, No. 4, pp. 585–588. Garnaker'yan A.A., Sosunov A.S., *Radiolokatsiya morskoi poverkhnosti* (Radar sensing of sea surface), Rostov: 2.
- 3. Izd. Rostovskogo universiteta, 1978, 144 p.

- Zubkovich S.G., Statisticheskie kharakteristiki radiosignalov, otrazhennykh ot zemnoi poverkhnosti (The statis-4. tical characteristics of radio signals reflected from the Earth's surface), Moscow: Sovetskoe radio, 1968, 224 p.
- 5. Isakovich M.A., Rasseyanie voln ot statisticheski-sherokhovatoi poverkhnosti (Wave scattering from statistically rough surface), ZhETF, 1952, Vol. 23, No. 3 (9), pp. 305-314.
- Kanevskii M.B., Karaev V.Yu., Spektral'nye kharakteristiki radiolokatsionnogo SVCh signala, otrazhennogo morskoi poverkhnost'yu pri malykh uglakh padeniya (obratnoe rasseyanie) (Spectral characteristics of radar mi-6. crowave signal reflected from the sea surface at small angles of incidence (backscattering)), Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Radiofizika, 1996, Vol. 39, No. 5, pp. 517–526.
- Karaev V.Yu., Balandina G.N., Angelov M.K., Ob osobennostyakh opisaniya volneniya primenitel'no k resheniyu 7 zadach distantsionnogo zondirovaniya morskoi poverkhnosti. Preprint IPF RAN (On peculiarities of description the excitement in relation to solving problems of remote sensing of the sea surface. Preprint IAP RAS), Nizhniy Novgorod: IAP RAS, No. 470, 1998, 32 p.
- Karaev V.Yu., Balandina G.N., Modifitsirovannyi spektr volneniya i distantsionnoe zondirovanie (Modified spec-8. trum of waves and remote sensing), Issledovanie Zemli iz kosmosa, 2000, No.5, pp. 1–12.
- Linnik Yu.V., Ostrovskii I.V., Razlozheniya sluchainykh velichin i vektorov (Decomposition of random variables 9 and vectors), Moscow: Nauka, 1972, 482 p.
- 10. Meshkov E.M., Karaev V.Yu., Opredelenie parametrov morskogo volneniya po doplerovskomu spektru radiolokatsionnogo SVCh signala, otrazhennogo vodnoi poverkhnosť yu (Determination of sea waves parameters from the microwave radar Doppler spectrum of the signal reflected from the water surface), Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Radiofizika, 2004, Vol. 47, No. 3, pp. 231–244.
- 11. Rytov S. M., Kravtsov Yu. A., Tatarskii V. I., Vvedenie v statisticheskuyu radiofiziku. Ch.2: Sluchainye polya (Introduction to Statistical Radiophysics. Part 2: Random field.), Moscow: Nauka, 1978, 464 p.
- 12. Titchenko Yu.A., Karaev V.Yu., Metod opredeleniya parametrov morskogo volneniya s pomoshch'yu modifitsirovannogo akusticheskogo volnografa (The method of determining the sea-wave parameters by using a modified acoustic wave gauge), Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Radiofizika, 2012, Vol. 55, No. 8, pp. 544-554.
- 13. Cox C., Munk W., Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter, Bull. Scripps Inst. Ocean-
- *ogr.*, 1956, Vol. 6, pp. 401–488.
 14. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D., A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *J. Geophys. Res.*, 1997, Vol. 102, pp. 15781–15796.
- Elfouhaily T., Guérin C., A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces, *Waves in Random Media*, 2004, Vol. 14, Iss. 4, pp. 1–40.
 Fois F., *Enhanced Ocean Scatterometry*: PhD Thesis, 2015.
- 17. Karaev V.Yu., Kanevsky M.B., Balandina G.N., Cotton P.D., Challenor P.G., Gommenginger C.P., Srokosz M.A., On the problem of the near ocean surface wind speed retrieval by radar altimeter: a two-parameter algorithm, International Journal of Remote Sensing, 2002, Vol. 23, No. 16, pp. 3263-3283.
- 18. Kudryavtsev V., Hauser D., Gaudal G., Charpon B., A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface- 1. Background model, J. Geophys. Res., 2003. Vol. 108, No. C3, P. 8054. 19. Lemaire D., Non-Fully Developed Sea state Characteristics from Real Aperture Radar Remote Sensing: PhD
- Thesis, 1998.
- 20. Titchenko Yu., Karaev V., Meshkov E., Zuikova E., Measuring the variance of the vertical orbital velocity component by an acoustic wave gauge with a single transceiver antenna, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 2015, Vol. 53. No. 8, pp. 4340–4347.
- Valenzuela G.R., Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves a review, *Boundary-Layer Meteorology*, 1978, Vol. 13, pp. 61–85.
 Voronovich A. G., Zavorotny V. U., Ocean-scattered polarized bistatic radar signals modeled with small-slope approximation, *Proceedings of IGARSS'12*, 2012, pp. 3415–3418.
 Winebrenner D. P., Hasselmann K., Specular Point Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to the Mean Synthetic Aperture Radar Layer Scattering Contribution to
- Image of the Ocean Surface, Journal of Geophysical Research, 1988, Vol. 93, No. C8, pp. 9281–9294.
- 24. Zavorotny V.U., Voronovich A.G., Scattering of GPS Signals from the Ocean with Wind Remote Sensing Application, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 2000, Vol. 38, No. 2, pp. 951–964. Zhang B., Perrie W., Vachon P.W., Li X., Pichel W.G., Jie G., He Y., Ocean Vector Winds Retrieval From C-Band
- 25. Fully Polarimetric SAR Measurements, Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on, 2012, Vol. 50, No. 11, pp. 4252–4261.